



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

ÚSTAV ELEKTROENERGETIKY

DEPARTMENT OF ELECTRICAL POWER ENGINEERING

METODY DETEKCE NEUTRONŮ

METHODS OF NEUTRON DETECTION

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Vít Arbeit

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. Peter Mičian

BRNO 2020

Bakalářská práce

bakalářský studijní program **Silnoproudá elektrotechnika a elektroenergetika**

Ústav elektroenergetiky

Student: Vít Arbeit

ID: 203618

Ročník: 3

Akademický rok: 2019/20

NÁZEV TÉMATU:

Metody detekce neutron

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

1. Proved'te rešerši principů fungování detektorů neutronů.
2. Proved'te rešerši v praxi používaných detektorů včetně nejnovějších trendů a porovnejte jejich vlastnosti.
3. Seznamte se s dostupnými detektory neutronů v laboratoři ionizujícího záření.
4. Proved'te měření na vybraných detektorech a porovnejte.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

podle pokynů vedoucího práce

Termín zadání: 3.2.2020

Termín odevzdání: 10.6.2020

Vedoucí práce: Ing. Peter Mičian

doc. Ing. Petr Toman, Ph.D.
předseda rady studijního programu

UPOZORNĚNÍ:

Autor bakalářské práce nesmí při vytváření bakalářské práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č.40/2009 Sb.

Bibliografická citace práce:

ARBEIT, Vít. Metody detekce neutronů. Brno, 2020. Dostupné také z: <https://www.vutbr.cz/studeni/zav-prace/detail/127248>. Bakalářská práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav elektroenergetiky. Vedoucí práce Peter Mičian.

„Prohlašuji, že svou bakalářskou práci na téma Metody detekce neutronů jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího bakalářské práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené bakalářské práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této bakalářské práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.“

V Brně dne: 10.6.2020

.....

ABSTRAKT

Tato bakalářská práce se zabývá neutrony, způsobům jejich detekce a neutronovými detektory. Teoretická část zahrnuje popis všech principů, pomocí kterých je možné neutrony detekovat a blíže přiblíží jak již zavedené neutronové detektory, tak i nejnovější typ detektoru. Praktická část je věnována realizaci Bonnerových sfér a proměření jejich vlastností na neutronovém zdroji $^{241}\text{Am-Be}$.

KLÍČOVÁ SLOVA: neutron; AmBe; detektory neutronů; Bonnerovy sféry; moderace neutronů; bublinkové detektory; neutronový zdroj

ABSTRACT

This bachelor thesis deal with neutrons, ways to detect them and with neutron detectors themselves. The theoretical part includes description of all principles by which it is possible to detect them and defines both already established neutron detectors and the latest type of detector. The practical part is focused on realization of Bonner spheres and the measurement of their properties on a neutron source $^{241}\text{Am-Be}$.

KEY WORDS: neutron; AmBe; neutron detectors; Bonner sphere; neutron moderation; bubble detector; neutron source

OBSAH

SEZNAM OBRÁZKŮ.....	7
SEZNAM TABULEK	8
SEZNAM SYMBOLŮ A ZKRATEK.....	9
1. ÚVOD	10
2. NEUTRONY	11
2.1 OBJEV NEUTRONŮ	11
2.2 ŠTĚPNÁ JADERNÁ REAKCE	12
2.3 NEUTRONOVÉ ZÁŘENÍ.....	13
2.3.1 VYUŽITÍ NEUTRONOVÉHO ZÁŘENÍ	13
2.3.2 VLIV NEUTRONOVÉHO ZÁŘENÍ NA MATERIÁLY A ČLOVĚKA.....	15
2.4 NEUTRONOVÉ ZDROJE	16
2.5 MODERACE NEUTRONŮ	16
3. PRINCIPY NEUTRONOVÉ DETEKCE	19
3.1 METODA ODRAŽENÝCH JADER.....	19
3.2 METODA JADERNÝCH REAKCÍ	20
3.3 METODA ŠTĚPENÍ.....	21
3.4 METODA AKTIVACE	21
4. NEUTRONOVÉ DETEKTORY	23
4.1 SCINTILAČNÍ DETEKTORY	23
4.1.1 ORGANICKÉ SCINTILÁTORY	25
4.1.2 ANORGANICKÉ SCINTILÁTORY.....	26
4.2 IONIZAČNÍ DETEKTORY S PLYNOVOU NÁPLNÍ.....	27
4.3 POLOVODIČOVÉ DETEKTORY	30
4.4 BUBLINKOVÉ DETEKTORY	31
4.5 BONNEROVY SFÉRY	32
5. REALIZACE EXPERIMENTÁLNÍ SESTAVY	34
5.1 POUŽITÝ MATERIÁL	37
5.2 DETEKTORY NEUTRONŮ	38
5.3 ZDROJ NEUTRONŮ	39
6. MĚŘENÍ NA BONNEROVÝCH SFÉRÁCH.....	41
6.1 VÝSLEDKY MĚŘENÍ	42
7. ZÁVĚR.....	48
POUŽITÁ LITERATURA	50

SEZNAM OBRÁZKŮ

<i>Obr. 1 Schéma experimentu použitého při objevení neutronu [5].</i>	11
<i>Obr. 2 Reaktor Chicago Pile-1 [6].</i>	12
<i>Obr. 3 Třiosý neutronový spektrometr [11].</i>	14
<i>Obr. 4 Schematické znázornění implementace terapie ve výzkumném reaktoru Triga [13].</i>	14
<i>Obr. 5 Modulární kontrolní systém umístěný v tlakové nádobě reaktoru [15].</i>	15
<i>Obr. 6 Mikroskopický účinný průřez pro ^{238}U [21].</i>	17
<i>Obr. 7 Průběh srážky neutronu s jádrem atomu [25].</i>	20
<i>Obr. 8 Ilustrace procesu zachytu neutronu a následné gama emise [27].</i>	22
<i>Obr. 9 Schématické znázornění základního principu činnosti scintilačního detektoru [28].</i>	24
<i>Obr. 10 Scintilační detektor s NaI(Tl) krystalem [29].</i>	24
<i>Obr. 11 Schéma energetických stavů π – elektronů organických molekul [30].</i>	26
<i>Obr. 12 Schéma detektoru pro měření stejnosměrného proudu v obvodu [26].</i>	27
<i>Obr. 13 Schéma detektoru jednotlivých pulsů [26].</i>	27
<i>Obr. 14 Ionizační obory [33].</i>	29
<i>Obr. 15 Řada ionizačních detektorů s plynovou náplní [34].</i>	30
<i>Obr. 16 Řada HPGe detektorů [32].</i>	31
<i>Obr. 17 Bublínkový detektor [35].</i>	32
<i>Obr. 18 Funkce odezvy Bonnerových sfér pro SP9 ^3He detektor [38].</i>	33
<i>Obr. 19 Řada Bonnerových sfér [39].</i>	33
<i>Obr. 20 Rozměry sestavených Bonnerových sfér.</i>	34
<i>Obr. 21 Forma po naplnění parafínem.</i>	35
<i>Obr. 22 Sféry po odstranění formy.</i>	36
<i>Obr. 23 Dutina uvnitř sféry.</i>	36
<i>Obr. 24 Rentgenové snímky sfér.</i>	37
<i>Obr. 25 Energetická spektra účinných průřezů detektorů.</i>	38
<i>Obr. 26 Monitor příkonu dávkového ekvivalentu neutronů [46].</i>	39
<i>Obr. 27 Řez neutronovým zdrojem [47].</i>	39
<i>Obr. 28 Foto z průběhu měření.</i>	41
<i>Obr. 29 Naměřené závislosti detektoru BF_3 a MDN-01.</i>	44
<i>Obr. 30 Naměřené závislosti na detektoru He-3 a MDN-01.</i>	44
<i>Obr. 31 Detailní zobrazení závislostí detektoru BF_3 od 1 m od zdroje.</i>	45
<i>Obr. 32 Detailní zobrazení závislostí detektoru He-3 od 1 m od zdroje.</i>	46
<i>Obr. 33 Logaritmické zobrazení všech naměřených závislostí.</i>	47

SEZNAM TABULEK

<i>Tab. 1 Moderační poměry vybraných materiálů [23].....</i>	<i>18</i>
<i>Tab. 2 Hodnoty naměřené na detektoru BF_3 a MDN-01.....</i>	<i>42</i>
<i>Tab. 3 Hodnoty naměřené na detektoru He-3 a MDN-01.....</i>	<i>43</i>

SEZNAM SYMBOLŮ A ZKRATEK

A	nukleonové číslo	(—)
Z	protonové číslo	(—)
N	neutronové číslo	(—)
E	energie	(eV)
P	výkon	(W)
m	hmotnost	(kg)
λ	vlnová délka	(nm)
l	vzdálenost	(m)
C	kapacita	(F)
U	napětí	(V)
i	proud	(A)
Q	náboj	(C)
t	čas	(s)
v	rychlost	(m/s)
ξ	střední logaritmický dekrement energie	(—)
Σ	makroskopický účinný průřez	(cm ²)
A	aktivita	(Bq)
n	neutronový výtěžek	(n·s ⁻¹)
DNA	Deoxyribonucleic acid	
HPGe	High Purity Germanium Vysoce čisté germanium	
PCM	Phase change material	
cps	Counts per second	

1. ÚVOD

Život, tak jak ho dnes známe a považujeme za samozřejmost, by bez elektrické energie nebyl možný. Lidé neustále zkoumají nové možnosti a způsoby výroby elektrické energie se snahou dosáhnout v rámci možností co nejmenší produkce oxidu uhličitého a dalších skleníkových plynů. S neustále rostoucí spotřebou elektrické energie moderní společnosti a jejím povědomím o znečištění životního prostředí, které způsobuje je žádoucí i využívání zdrojů obnovitelné energie.

Kromě obnovitelné energie je jedním z dalších vhodných zdrojů za posledních několik desítek let i jaderná energie. Využití této energie v jaderných elektrárnách, tak jak je dnes známe, by bez objevu a následného zkoumání neutronů nebyla možná. Objevem neutronů a jeho následným zkoumáním lidstvo posunulo hranici toho čeho jsme schopni o značný kus dále. Řada významných objevů, mimo jaderné elektrárny, v tomto oboru zavedla vzniku např. neutronové spektroskopii a neutronové aktivační analýze. Na druhou stranu vznikly jaderné zbraně, neutronové bomby a další nástroje hromadného ničení.

Pro zefektivnění práce a zvýšení bezpečnosti v řadě oborů je žádoucí, abychom byli schopni detekovat a měřit neutrony s co největší přesností a rychlostí při současném ohledu na ekonomičnost. Neutrony jsou svou podstatou náročné na detekování a je proto potřeba využívání složitějších metod.

Práce se zabývá objasněním podstaty neutronů a bližšímu vysvětlení známých principů využívaných pro jejich detekci. Hlavní snahou práce je poté vysvětlit a detailně popsat fungování jak známých detektorů, tak detektorů, které jsou momentálně považovány za nejmodernější.

Experimentální část práce je zaměřena na aplikování znalostí získaných z teoretické části a to zejména o ionizačních detektorech s plynovou náplní a Bonnerových sférách. Celá tato část práce detailně popisuje přípravu na měření, včetně celého procesu tvorby Bonnerových sfér, vzniklé problémy během tohoto procesu a jejich řešení a následně průběh měření včetně vyhodnocení hodnot a jejich vzájemného porovnání.

2. NEUTRONY

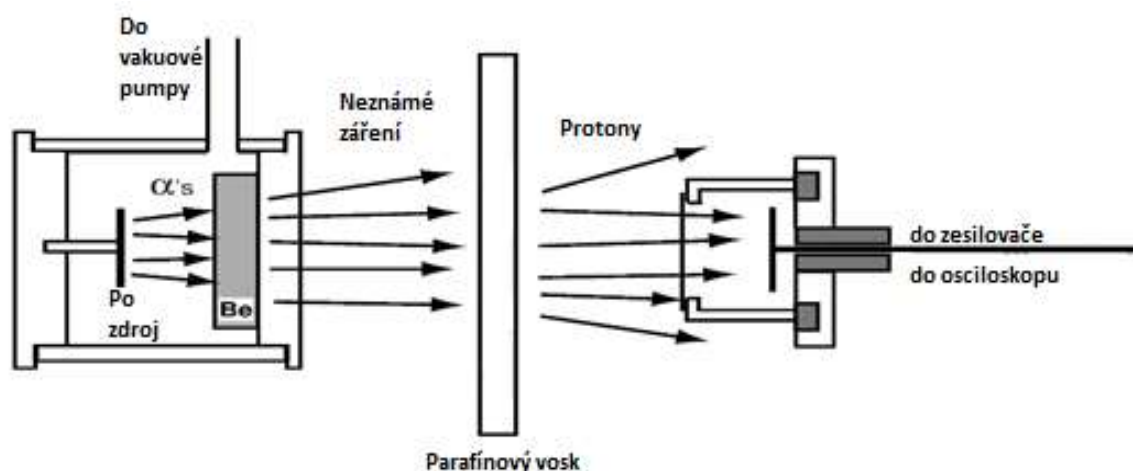
Neutron, neutrální subatomární částice, která je součástí každého atomového jádra s výjimkou běžného vodíku. Nemá žádný elektrický náboj a hmotnost činí $1,67493 \cdot 10^{-27}$ kg. Neutrony a protony, běžně nazývané také nukleony, jsou vázány v jádře atomu, kde tvoří 99,9 % hmotnosti atomu. Díky vývoji ve vysoko energetické částicové fyzice ve 20. století bylo objeveno, že neutrony a protony nejsou elementárními částicemi. Jsou složeny extrémně malými částicemi zvané kvarky [1].

2.1 Objev neutronů

Ernest Rutherford společně s Nielsem Bohrem v roce 1921 teoreticky předpověděl existenci neutronů. V té době byla rozšířená představa o atomech složených pouze z protonů a elektronů. Tato hypotéza se ukazovala nepravděpodobnou, protože dle principu neurčitosti příkladu nekonečné potenciálové jámy věděli, že není dost energie v jádře atomu, aby obsahoval elektrony [2].

Walther Bothe a Herbert Becker v roce 1931 zjistili, že při ostřelování berylliového preparátu alfa částicemi vzniká neutrální záření, které je neionizující a zároveň vysoce pronikavé. Odhad byl, že se jedná o velmi energetické záření gama. Následně manželé Irene Joliot-Curie a Frédéric Joliot-Curie zjistili, že pokud se do cesty berylliového záření postaví parafín, jsou tímto zářením vyražena jádra vodíku, tedy protony. Protony vyražené touto metodou měly kinetickou energii okolo 5,3 MeV. Pokud by berylliové záření bylo jak na začátku předpokládané vysoce energetické gama záření, muselo by mít řádově větší energii než bylo pozorováno. Mnohem jednodušší vysvětlení předpokládalo, že se jedná o záření částicové povahy. Než ale manželé Joliotovi stačili určit povahu tohoto záření ze studia interakcí s vodíkem, heliem a dusíkem, předběhl je James Chadwick [3].

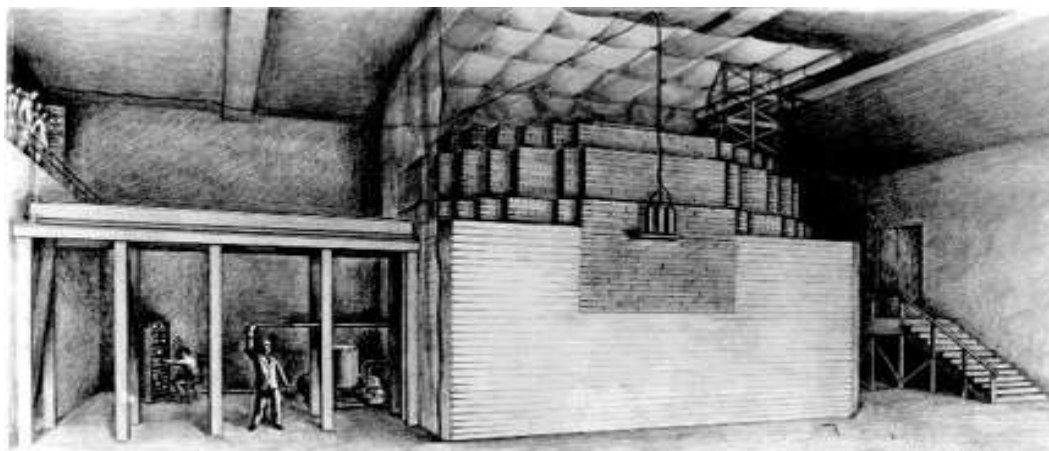
V roce 1932 Sir James Chadwick učinil sérii experimentů, ve kterých ostřeloval jádra beryllia alfa částicemi polonia. Schéma tohoto experimentu je vyobrazeno na Obr. 1 [5]. Toto ostřelování beryllia způsobovalo vyzařování vysoce pronikavých částic s hmotností 1 a nábojem 0, tedy neutronů. Za tento objev dostal poté v roce 1935 Nobelovu cenu za fyziku [4].



Obr. 1 Schéma experimentu použitého při objevu neutronu [5].

První člověkem řízená štěpná řetězová reakce se udála 2. prosince 1942, v prvním

jaderném reaktoru Chicago Pile-1 (viz Obr. 2 [6]). Tento experiment se konal pod dozorem Enrica Fermiho. Podařilo se dosáhnout postupného zvyšování neutronového toku až do bodu, kdy dosáhl kritického stavu. V momentě, kdy bylo dosaženo výkonu zhruba 0,5 W, dal Enrico Fermi pokyn pro zasunutí kadmiové tyče a tím zastavení štěpné řetězové reakce [6].



Obr. 2 Reaktor Chicago Pile-1 [6].

Objev neutronů následně vedl k zavedení tzv. neutronového čísla. Neutronové číslo představuje počet neutronů v jádře atomu, které společně s počtem protonů, tvoří hmotnostní číslo nukleonu

$$A = Z + N \quad (2.1)$$

kde A je hmotnostní číslo, Z je protonové číslo a N je neutronové číslo.

Neutronové číslo jako takové se k symbolům jednotlivých nuklidů píše jen výjimečně, a to v pravém dolním indexu. Píše se tedy hlavně hmotnostní číslo a protonové číslo. Chemické vlastnosti jsou určovány hlavně protonovým číslem, které určuje, jakým elementem je nuklid součástí. Neutronové číslo má na tyto vlastnosti jen malý vliv.

Prvky, které mají stejné množství protonů, ale jiné množství neutronů se nazývají izotopy. Pokud mají stejné hmotnostní číslo, ale jiné protonové číslo, jedná se o izobary. Nuklidy, které mají stejné neutronové číslo, ale jiné protonové číslo se nazývají izotony [7].

2.2 Štěpná jaderná reakce

Štěpení je definované jako rozpad těžkých nuklidů na dva nebo tři fragmenty s přibližně stejnou hmotností a dva až tři neutrony s energií zhruba 1,5 MeV. Každé takové štěpení je doprovázeno uvolněním 200 MeV ve formě tepla a je většinou odvedeno výměníky tepla pro výrobu elektrické energie v jaderné elektrárně.

Neutrony vyzářené v každém štěpení mohou způsobit štěpení dalšího štěpitelného atomu co se nachází v palivových tyčích za předpokladu, že jsou splněny jisté podmínky. To způsobí řetězovou reakci, která může vést až k roztavení reaktoru. Tato řetězová reakce musí být tedy kontrolována, a to pomocí správného tvaru, velikosti, hmotnosti paliva a dalšími technikami. Pro ovládnutí řetězové reakce musí být nadbytečné neutrony odstraněny, a to pomocí správného umístění řídicích tyčí v palivu reaktoru, které mají vysokou pravděpodobnost pro absorpci tepelných neutronů [8].

2.3 Neutronové záření

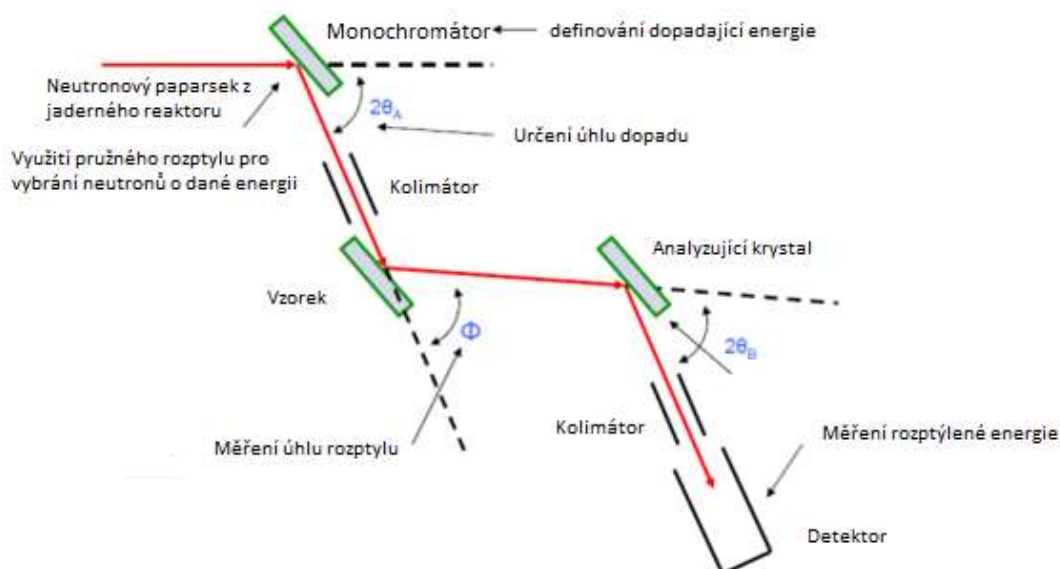
Některé typy záření mají dostatek energie na vyražení elektronu z obalu atomu, a tím narušení rovnováhy elektronů a protonů. Takové narušení způsobí, že atom bude mít pozitivní náboj. Elektricky nabitě molekuly a atomy se nazývají ionty. Radiace produkující tyto ionty se nazývá ionizující záření. Ionizující záření má několik druhů, kterými jsou alfa záření, beta záření, gama záření, rentgenové záření a neutronové záření.

Neutronové záření je druh ionizujícího záření, tvořeného volnými neutrony. Volné neutrony jsou emitovány z nestabilních jader atomu a to zejména při jaderném štěpení nebo jaderné fúzi. Volné neutrony následně reagují s nukleony dalších atomů a tvoří nové izotopy. Střední doba života neutronu je 887,7 sekund, tedy 14 minut a 48 sekund [10]. Kromě značné části kosmického záření, která obsahuje toto záření je neutronové záření vytvářené hlavně uměle. Z důvodu toho, že neutronové záření je elektricky neutrální, tak dokáže být velice pronikavé, a když dojde na kontakt s materiálem nebo tkání, tak způsobují emisi beta a gama záření [9].

2.3.1 Využití neutronového záření

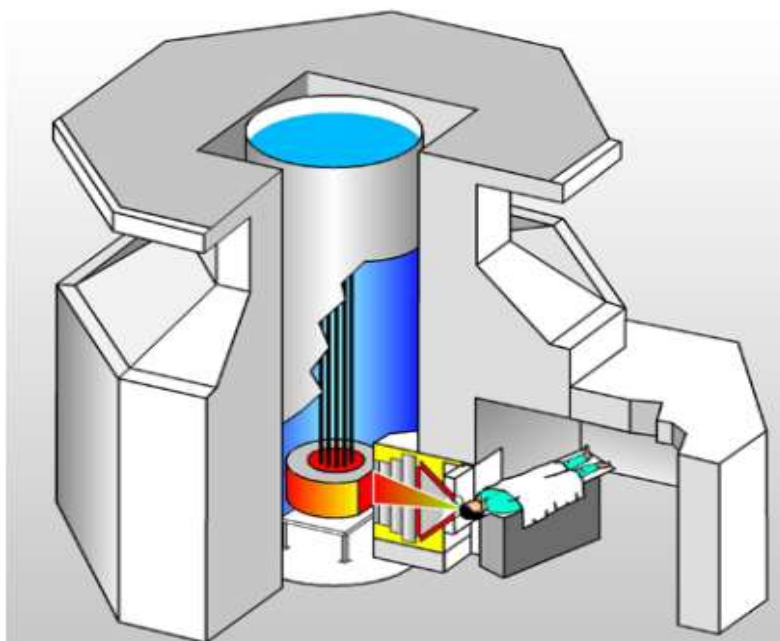
Vysoká pronikavost neutronů umožňuje jejich využití v široké řadě oborů, kde jiné metody nefungují nebo jsou nedostatečné. Kromě nejnámějšího využití neutronů při štěpné jaderné reakci v jaderných elektrárnách jsou v této kapitole popsány dvě další významné využití neutronů v jiných oborech.

Neutronová spektroskopie je experiment, kdy neutron interaguje s krystalem a dochází k elastické nebo neelastické difrakci neutronů. Při elastické difrakci se změní pouze směr letu, ale rychlost neutronu zůstane stejná. Při neelastické difrakci dochází k změně směru i rychlosti, tedy neutron předá svoji energii atomu, se kterým interaguje. Difrakce neutronů nám určí střední polohu atomů v mřížce krystalu a pomocí neelastické difrakce zjistíme, jak atomy kmitají kolem daných středních poloh. Neutronová spektrometrie je metoda, která je velice náročná na hustotu toku neutronů, a proto jsou tyto spektrometry umísťovány přímo u výkonných výzkumných reaktorů, které obvykle štěpí ^{235}U . Nejvyužívanější je tříosý neutronový spektrometr na Obr. 3 [11], který vynalezl Bertram Brockhouse v roce 1955. U tohoto spektrometru svazek neutronů dopadá na krystalový monochromátor, který vybere neutrony o požadované vlnové délce nebo rychlosti. Tento monochromatický svazek neutronů poté dopadá v daném směru na krystal a rozptýlí se. Rozptyl způsobený krystalem je následně na krystalovém analyzátoru difrakcí měřen a je zjištěna rychlost neutronů. Měněním vzájemné polohy objektu a dopadajících neutronů lze poté měřit vlnovou délku a frekvenci kmitů mřížky objektu v libovolném směru. Tyto experimenty se provádí například v krystalografii, fyzice kondenzovaného stavu, chemii pevných látek, materiálové vědě, geologii, mineralogii atd.



Obr. 3 Třiosý neutronový spektrometr [11].

Záchytná neutronová terapie neboli také borová záchytná neutronová terapie je neinvazivní terapeutická metoda pro léčení lokálních zhoubných nádorů, kterými jsou nádory mozku, přetrvávající karcinomy krku a hlavy a kožní melanomy. Tato forma experimentální radioterapie probíhá ve dvou krocích a v Obr. 4 [13] je znázorněné schéma tohoto experimentu sestaveného ve výzkumném reaktoru Triga v Otaniemi. V prvním kroku je pacientovi nitrožilně podán bor 10, který je speciálně upraven, tak aby se vázal na buňky nádoru nebo se hromadil ve tkáni nádoru. V druhém kroku je pacient ozařován epitermálními svazky neutronů. Neutrony jsou dále při průchodu tkáněmi pacienta zpomalovány až do bodu, kdy se stanou tepelnými. Tepelné neutrony dobře reagují s jádrem boru 10, který se přemění do excitovaného jádra izotopu boru 11 a rychle se rozpadá na alfa částice, tedy vznikne alfa záření. Alfa záření je ionizující a pro živé tkáně je velice nebezpečné, ale díky jejich malé rychlosti a pronikavosti zapůsobí pouze v nádoru a zničí DNA tohoto nádoru a tím i jeho schopnost se obnovovat [12].



Obr. 4 Schematické znázornění implementace terapie ve výzkumném reaktoru Triga [13].

2.3.2 Vliv neutronového záření na materiály a člověka

Když se vysoce pronikavé neutronové záření dostane do kontaktu s tkání dochází ke vzniku protonů, dalších nabitých částic a gama záření. Provedené experimenty na zvířatech dokázaly rakovinotvornost neutronového záření a zároveň se zjistilo, že neutrony předávají svojí energii ve shlucích ionizací. Způsobují tím podobné, ale mnohem horší poškození než záření rentgenové nebo gama. Z epidemiologického hlediska jsou důkazy vlivu neutronů na rakovinotvornost nedostačující, protože společně s neutronovým zářením jsme vystaveni i dalším typům záření [14].

Neutrony dopadající na materiál vytvářejí v daném materiálu bodové defekty a dochází k jeho znehodnocování. Vzniku těchto bodových defektů po dopadu neutronů se říká Wingerův efekt, podle Eugena Wignera. Tento efekt je problémem hlavně u jaderných reaktorových nádob, protože to značně omezuje jejich životnost. Nádoba je dlouhodobě vystavována vysokému toku neutronů, které způsobují její křehnutí.

Z důvodu nevratné degradace materiálu, který tvoří tlakovou reaktorovou nádobu v jaderných elektrárnách byl zaveden svědečný program. Tento program je využíván ve většině jaderných elektráren jako nástroj pro určení míry radiačního poškození tlakové reaktorové nádoby. Výsledkem tohoto programu je určení, zda se mechanické vlastnosti reaktorové nádoby pohybují v mezích očekávaných a normou povolených. Svědečný program funguje na systému těles uzavřených v pouzdrech a zavěšených na okraji aktivní zóny uvnitř tlakovodní reaktorové nádoby. Tyto tzv. svědečné vzorky jsou poté pravidelně vytahovány z reaktorové nádoby a podrobeny řadě zkoušek. Součástí svědečného programu jsou dále i zařízení, které monitorují různé veličiny, kterým jsou dané tělesa vystavovány [16].

Dalším způsobem kontroly tlakové nádoby reaktoru je využití zařízení zvané Modulární kontrolní systém. Toto zařízení sleduje citlivost a tloušťku materiálu vnitřního povrchu tlakové nádoby reaktoru a tím určuje celkový stav nádoby. Modulární kontrolní systém se sestává ze speciálních vodotěsných a radiačně odolných kamer, které provádí vizuální kontrolu vnitřku tlakové nádoby. Využitím vířivých proudů a ultrazvuku systém nedestruktivně kontroluje stav povrchu reaktoru. Pro provedení kontroly pomocí tohoto zařízení je nejdříve vyvezeno palivo z reaktoru a následně je místo paliva instalován pět tunový Modulární kontrolní systém. Kontrola tlakové nádoby pomocí tohoto systému trvá zhruba 10 dní. Na Obr. 5 [15] lze vidět Modulární kontrolní systém instalovaný uvnitř tlakové nádoby reaktoru v jaderné elektrárně Temelín.



Obr. 5 Modulární kontrolní systém umístěný v tlakové nádobě reaktoru [15].

2.4 Neutronové zdroje

Neutronovým zdrojem je jakékoliv zařízení nebo objekt, který emituje neutrony. Neutronový zdroj může mít mnoho využití, např. ve výzkumu, medicíně, biologii, chemii a jaderných elektrárnách. Neutronový zdroj lze charakterizovat řadou faktorů:

- význam samotného zdroje,
- mírou neutronů emitovaných zdrojem,
- energetické spektrum emitovaných neutronů,
- úhel emise,
- typ režimu.

Využívané zdroje lze dále příhodněji rozdělit do skupin dle velikosti samotného zařízení, kterého jsou součástí [17].

Velké zdroje, kterými jsou jaderné reaktory a jsou jedním z nejvýznamnějších zdrojů neutronů. Velké množství reaktorů jsou využívány pro výrobu elektrické energie. Je zde ale i skupina reaktorů, které mají své využití zaměřené na výzkum a výuku. Tyto reaktory mohou sloužit pro učení základů jaderné fyziky a samotného ovládání těchto reaktorů. Dle databáze výzkumných reaktorů [18] je na světě celkově 220 výzkumných reaktorů v provozu z celkových 857. Z toho 29 se nachází v západní Evropě, 82 ve východní Evropě a 55 v Severní Americe

Střední zdroje v sobě zahrnují generátory založené na urychlovačích částic. Částice jsou urychleny v urychlovači částic a lze tímto způsobem využít jakýkoliv typ reakce pro generování neutronového toku. Hlavním problémem této metody je samotná efektivnost procesu, která není příliš velká. Z tohoto důvodu je potřeba brát ohled na účinný průřez reakce, minimální potřebnou energii a druh urychlované částice. Vhodnými materiály tedy jsou izotopy vodíku, lithia, beryllia a uhlíku. Výhodou užití urychlovačů částic pro generování neutronů je schopnost dosažení monochromatického neutronového spektra [19].

Malé zdroje jsou zdroje radionuklidové. V přírodě se nenacházejí žádné známé izotopy, které by samy o sobě emitovaly významnější množství neutronů. Nicméně je možné vytvořit takové izotopy, tím že izotopy bohaté na neutrony ostřelujeme jinými částicemi jako jsou například protony. Nevýhodou tohoto typu zdroje je, že tyto izotopy mají velmi krátký poločas rozpadu a nemusí být tedy příliš vhodné pro laboratorní využití. Výhodou těchto zdrojů je jejich kompaktnost, přijatelné pořizovací náklady a neovlivnitelné energetické spektrum.

Jedním z nejvíce využívaných radionuklidových zdrojů neutronů je kalifornium-252, které podstupuje alfa rozpadu (96,9 %) a spontánnímu štěpení (3,1 %). Při spontánním štěpení je vyprodukováno kolem 4 neutronů za rozpad [20].

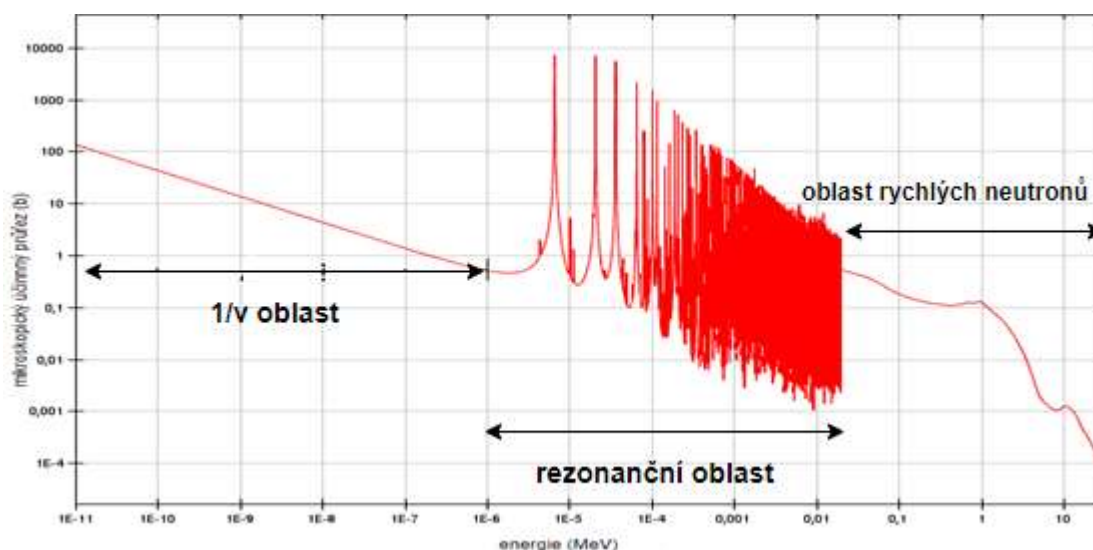


2.5 Moderace neutronů

Většina neutronů prochází materiálem nerušeně, to je způsobeno kvůli malé velikosti jádra atomu vzhledem k velikosti samotného atomu. Přesto některé neutrony se přiblíží k jádru atomu

dostatečně blízko a způsobí jadernou interakci, jako je tomu blíže popsáno v následující kapitole. Tato interakce může vést k pružnému rozptylu, který způsobí, že neutron změni směr a předá část své energie jádru atomu, jako je tomu vysvětleno v následující kapitole. Tímto způsobem neutron předává svoji energii a dochází tedy k jeho moderaci.

Neutrony, které jsou emitovány při procesu jaderného štěpení jsou považovány za rychlé, protože jejich energie je přibližně 2 MeV. Můžeme ovšem porovnat, že mikroskopický účinný průřez pro štěpení se snižuje se zvyšující se energií neutronů, jako je vidět na Obr. 6 [21]. Lze vidět 3 oblasti mikroskopického účinného průřezu pro štěpení, kdy v levé části je $1/v$ oblast, prostřední oblast je rezonanční a oblast na pravé straně je oblastí rychlých neutronů.



Obr. 6 Mikroskopický účinný průřez pro ^{238}U [21].

Populace neutronů je ve většině případů vystavena látkám, které sníží jejich energii a tato látka se nazývá moderátor. I když lze udržet řetězovou reakci v reaktoru bez přítomnosti moderátoru, a to například výrazným zvýšením obohacení paliva, tak tento způsob je kromě jiných důvodů ekonomicky neudržitelný. Do reaktoru se proto ve většině případů umísťuje moderátor, který způsobí, že dojde k posunutí spektra štěpných neutronů na nižší úroveň energií, kde je vyšší pravděpodobnost, že štěpení nastane. Přidáním moderátoru tedy raději zvyšujeme pravděpodobnost, že jednotlivé interakce povedou ke štěpení než zvyšováním množství vzniklých interakcí s nižší pravděpodobností štěpení, co by nastalo v případě výrazného zvýšení obohacení. Použití moderátoru v reaktoru je tedy velice důležité, protože nám to umožňuje využití paliva s nižším obohacením, které by normálně nebylo možné využít.

Skoro veškeré materiály projevují nějaký druh moderace ovlivňující neutrony. Pouze jen několik materiálů splňuje náročné podmínky pro dosažení žádoucích vlastností. Základními požadavky na moderační materiál jsou jeho nízká atomová hmotnost, vysoký neutronový účinný průřez pružný rozptyl, nízký neutronový absorpční průřez a odolnost vůči opotřebení i přes dlouhodobé vystavení vysokým úrovním radiačního záření. Široce využívanými látkami, které splňují tyto požadavky jsou například lehká voda, těžká voda a grafit. Tyto látky jsou nejvyužívanějšími moderátory v jaderných elektrárnách [22].

Pro komplexní určení kvality moderátoru se určuje takzvaný moderační poměr, také nazývaný jako koeficient zpomalení. Charakterizuje moderující materiál z hlediska moderačních schopností a z hlediska ztrát neutronů absorpcí. Pokud má materiál vysokou absorpční schopnost neutronů, tak je většina neutronů absorbována moderátorem, a to vede

následně k nežádoucí nižší moderaci a nižšímu množství tepelných neutronů. Je tedy žádoucí, aby byl poměr makroskopického účinného průřezu pro pružný rozptyl, který charakterizuje materiál z hlediska objemové četnosti pružných srážek co největší k absorpčnímu účinnému průřezu. Tento poměr můžeme tedy použít jako kritérium pro porovnání různých moderátorů a v Tab. [23], lze vidět již vypočtené hodnoty moderačních poměrů vybraných materiálů a počet srážek potřebných pro dosažení snížení energie neutronů ze 2 MeV na hodnotu 1 eV.

Moderační poměr lze určit pomocí vztahu, který můžeme vyjádřit jako

$$MP = \frac{\xi \Sigma_s}{\Sigma_a} \quad (2.2)$$

Tab. 1 Moderační poměry vybraných materiálů [23].

Prvek	A	ξ	Počet srážek 2 MeV-> 1 eV	Moderační poměr
H ₂ O	-	0,92	16	71
D ₂ O	-	0,509	29	5670
Be	9	0,207	70	143
C	12	0,158	92	192
²³⁸ U	238	0,008	1812	0,0092

3. PRINCIPY NEUTRONOVÉ DETEKCE

Neutrony nemají elektrický náboj, tudíž mezi nimi a hmotou nepůsobí Coulombův zákon. Dokážou tedy proniknout několika centimetry materiálu bez jakéhokoliv druhu interakce s daným materiálem, a proto dokáží být pro detektory běžných velikostí nedetekovatelné. Ovšem pokud proběhne interakce mezi materiálem a neutronem, tak pouze s jádrem absorpčního materiálu. Výsledkem téhle interakce je, že neutron buď úplně zmizí a je nahrazen jedním nebo více druhy další radiace tzv. sekundární radiace nebo se výrazně změní jeho energie a směr.

Sekundární radiace vytvořená interakcí neutronů je složena převážně z těžkých nabitých částic, kterými jsou částice s hmotností jedna nebo více jako například protony, alfa částice nebo štěpné úlomky. Většina neutronových detektorů zprostředkovávají nějaký typ převodu dopadajícího neutronu na sekundární nabitou částici, který může být už přímo detekována [24].

Relativní pravděpodobnosti různých typů neutronových interakcí se mění dramaticky s energií neutronů. Neutrony lze dělit do několika kategorií podle jejich energie:

- 10^{-6} -0,005 eV – chladné,
- 0,005-0,5 eV – tepelné,
- 0,5- 10^3 eV – rezonanční,
- 1-500 keV – středních energií,
- 0,5-20 MeV – rychlé,
- 20 MeV a více – vysokých energií.

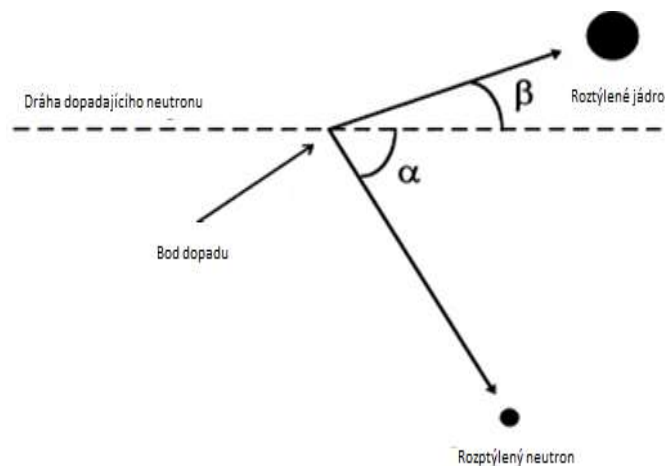
3.1 Metoda odražených jader

Tato metoda funguje na principu detekování ionizace atomu prvku, u kterého proběhla pružná srážka s vysoce energetickým neutronem. Principiálně tyto srážky fungují jako srážky koulí kulečnicku. Neutron o určité kinetické energii se srazí s jádrem atomu prvku a předá mu část své kinetické energie, aniž by došlo ke ztrátě kinetické energie v procesu. Tento proces vede k vzniku vysoce energetických jader atomů, které ztratí energii vybuzením a ionizací okolního materiálu. Tuto ionizaci jsme již schopni detekovat. Na Obr. 7 [25] je ilustrovaný možný vzhled průběhu takové srážky, kdy β znázorňuje úhel dráhy jádra atomu po srážce s neutronem a úhel α znázorňuje odchýlení neutronu od své dráhy po srážce s jádrem atomu.

Kinetická energie ztracená neutronem touto srážkou je dle [25] definována rovnicí

$$E_k = \frac{4M \cdot m_n}{(M + m_n)^2} \cdot \cos^2 \cdot \beta \quad (3.1)$$

kdy M je hmotnost jádra atomu, m_n je hmotnost neutronu a β úhel odražení jádra atomu.



Obr. 7 Průběh srážky neutronu s jádrem atomu [25].

3.2 Metoda jaderných reakcí

Jaderná reakce je interakce mezi dvěma částicemi. Jedna bombardující částice, která je rychlá tzv. projektil a druhá pomalejší nebo stacionární částice tzv. cíl. Produktem reakce můžou být dvě nebo i více částic. Právě během takové reakce je emitováno i námi měřitelné ionizující záření.

Pokud x_1, X_2 jsou srážející se částice a x_3, X_4 jsou produkty tohoto sražení, tak reakci můžeme popsat jako



nebo



Částice, které jsou ve vztahu (3.3) uvedené v závorkách jsou lehkými částicemi, kdy x_1 je projektil. Příkladem takové reakce, díky které jsme schopni detekovat neutrony může být ostřelování právě atomu boru, ze kterého vznikne po ostřelování neutrony již měřitelné alfa záření. Zápis takové reakce je



může být však také zapsán jako ${}_{5}^{10}B(n, \alpha){}_3^7Li$ nebo ještě jednodušším zápisem (n, α) jako je tomu v [26].

Pro detekci neutronů pomocí této metody se nejčastěji využívají materiály s velkým účinným průřezem pro absorpci neutronů a obsahují například helium-3, lithium-6, bor-10 a uran-235.

3.3 Metoda štěpení

Štěpení je reakce, kdy dochází k rozdělení těžkého jádra atomu na dvě lehčí jádra atomu doprovázené emisí neutronů a dalších částic. Tyto dva úlomky jsou vlastně jádra atomu ve velmi vybuzeném stavu, takže štěpení je doprovázeno opět pro detekci žadáním uvolněním energie, které nastane, protože těžké jádro atomu má méně vazebné energie na nukleon než úlomky štěpení, které jsou uprostřed periodické tabulky.

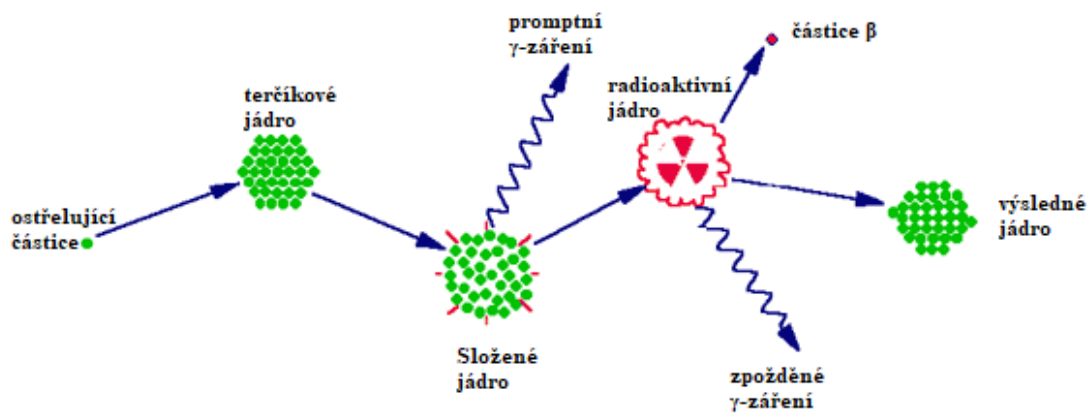
Štěpné produkty vzniklé po štěpení se odbuzují vyzářením bety, gamy a nějakými neutrony. Většina těchto úlomků zůstane radioaktivními ještě dlouho po štěpení. Zhruba 200 MeV je uvolněno do okolí po každé štěpné reakci a zhruba 90 % této energie se stane kinetickou energií těchto dvou úlomků. Důležité vlastnosti dalších vyzářených částic při štěpení dle [26] jsou:

- 1) Kolem šesti β^- částic je vyzářeno během štěpení a dohromady mají energii 7 MeV. Tyto částice jsou vyzářeny již rozpadajícími se úlomky štěpení.
- 2) V čase štěpení je vyzářeno kolem sedmi gama částic. Tomuto se říká okamžité gama záření. Později po štěpení je vyzářeno ještě dalších 7 až 8 gama částic a tyto se nazývají zpožděné gamy. Za jedno štěpení fotony nesou energii kolem 15 MeV.
- 3) Po štěpení způsobeném tepelnými neutrony získáme 2 až 3 další neutrony. Tento počet se lineárně zvětšuje s narůstající kinetickou energií neutronů způsobující štěpení. Průměrná energie neutronu vyzářeného při štěpení je kolem 2 MeV. Většina neutronů je vyzářena během štěpné reakce a říká se jim okamžité neutrony. Velmi malá část je vyzářena ještě později a říká se jim zpožděné neutrony, které jsou velice důležité pro řízení jaderné reakce.
- 4) Během štěpení jsou vyzářeny ještě neutrino, které mají energii zhruba 11 MeV. Tato energie je jediná část štěpné reakce, kterou nejsme schopni využít. Představuje to zhruba 5 % celkové hodnoty energie získané štěpnou reakcí.

3.4 Metoda aktivace

Tato metoda umožňuje nejen detekci neutronů, ale stala se nepostradatelným nástrojem ve velké řadě vědeckých a technologických oborů, a to zejména v neutronové aktivizační analýze. Zjednodušený princip této metody spočívá v tom, že stabilní prvek se po interakci s neutronem může stát prvkem s relativně krátkým poločasem rozpadu. Toto jádro poté emituje β a γ záření, které jsme schopni detekovat [26].

Pro bližší pochopení je na Obr. 8 [27] znázorněn neutron jako ostřelující částice, který když interaguje s terčíkovým jádrem pomocí neelastické srážky, tak vznikne složené jádro ve vybuzeném stavu. Excitační energie složeného jádra je způsobena vazebnou energií neutronu s jádrem. Po interakci s neutronem se vzniklé složené jádro téměř okamžitě deexcituje do stabilního stavu. Tento jev doprovází emise jednoho nebo více promptních gama záření. Ve většině případů dojde tímto k vzniku radioaktivního jádra. Radioaktivní jádro se poté rozpadá a tím dochází k emisi zpožděných gama záření. Rychlost, s jakou se objevují tyto zpožděné gama záření poté záleží na poločase rozpadu radioaktivního jádra. To může trvat zlomek sekundy až několik let.



Obr. 8 Ilustrace procesu záchytu neutronu a následné gama emise [27].

4. NEUTRONOVÉ DETEKTORY

Neutrony jsou obvykle detekovány skrz jadernou reakci, která vyústí v okamžitou nabytou částici jako je proton, alfa částice atd. Prakticky každý typ neutronového detektoru obsahuje materiál určený pro provedení této přeměny společně s detektorem této radiace. Protože účinný průřez pro neutronovou interakci ve většině materiálů závisí především na energii neutronů, vznikla řada různých detektorů pro detekci neutronů v odlišných energetických oblastech.

Pro potřeby detekování neutronů budeme uvažovat o neutronech pomalých a o neutronech rychlých, kdy jejich přechod bude kolem 0,5 eV. Jedná se o hodnotu, kdy dochází k výraznému spádu v účinném průřezu kadmia tzv. cadmium cut-off energy. Detektory pomalých neutronů lze dále dělit na aktivní detektory, pasivní detektory a mechanické monochromátory. Detektory rychlých neutronů poté na detektory používající zpomalování neutronů, přímou detekci reakcí rychlých neutronů a detektory používající rozptyl neutronů [15].

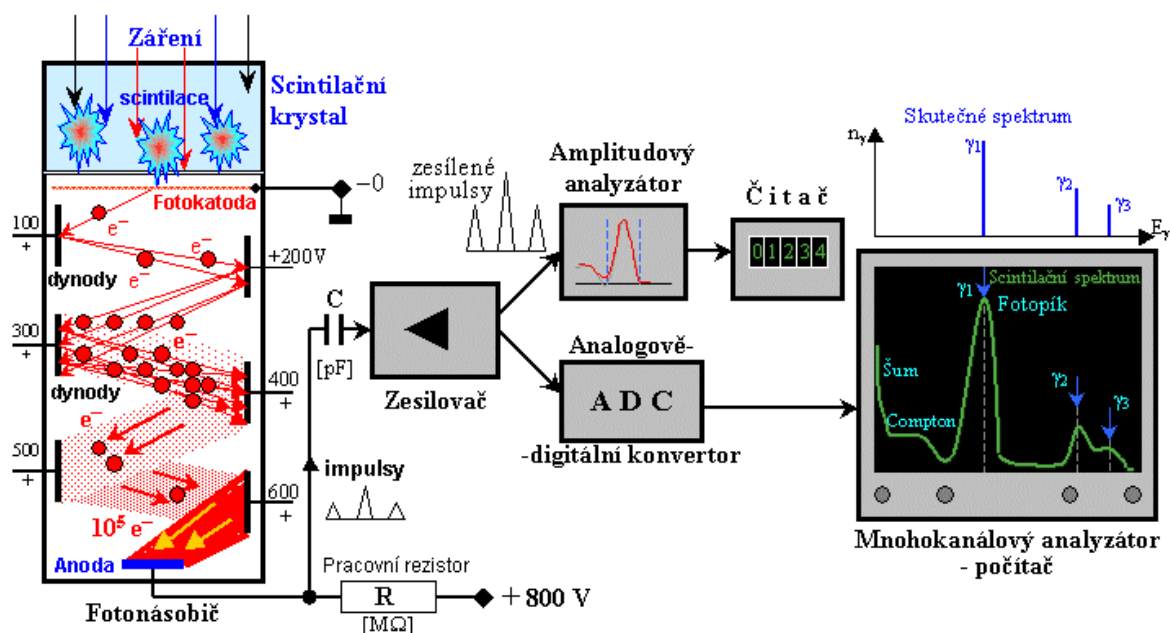
4.1 Scintilační detektory

Detekce ionizujícího záření pomocí scintilačních detektorů je jeden z nejstarších způsobů na světě. V prvním detektoru byl použit pevný materiál jako detektor částic tzv. scintilátor, tímto materiálem byl ZnS a záblesky se počítaly okem pomocí mikroskopu. Na tuto metodu přišel v roce 1903 William Crookes. Využívání této metody bylo velice náročné na zrak, ale přispěla k Rutherfordovu objevu jádra. Tato metoda bylo poté zhruba 30 let nevyužívána až do doby, kdy začali vznikat první fotonásobiče.

Scintilátor v detektoru může být pevná, kapalná nebo plynná látka ve které při průchodu ionizujícího záření vznikne světelný záblesk. Scintilační detektory převádějí absorbovanou energii ionizujícího záření na energii fotonů, které jsou zpravidla ve viditelné krátkovlnné nebo blízké ultrafialové oblasti spektra. Světlo, které takto vznikne ve scintilátoru je velice slabé. Musí být tedy zesíleno předtím, než je zaznamenáno a toho dosáhneme pomocí fotonásobiče. Fotonásobič zaznamená malé množství světla a několikanásobně ho zesílí, než ho pošle na výstup. Na Obr. 9 [28] je v levé části zobrazen vznik světelných záblesků v krystalu detektoru, emise elektronů z fotokatody a následně jejich násobení za užití dynod. Ve střední části je amplitudový analyzátor, který společně s čítačem impulsů představuje prostý typ detekce. Další metoda představuje využití analogově-digitálního převodu a počítačového získání energetického spektra. Na obrazovce počítače je znázorněn typický tvar spektra záření gama a zároveň nad počítačem je zobrazeno jeho čárové spektrum.

Proces detekce scintilačních detektorů lze shrnout do následujících kroků:

1. Absorpce měřené záření scintilátorem.
2. Převod absorbované energie měřeného záření na energii emitovaných scintilačních fotonů.
3. Zaznamenání fotocitlivým prvkem (fotokatodou) dopad fotonů emitovaných scintilátorem.
4. Absorpce fotonů fotokatodou a následný proces fotoelektrických jevů vedoucích k emisi fotoelektronů a následně k postupnému zesílení signálu na požadovanou hodnotu.



Obr. 9 Schématické znázornění základního principu činnosti scintilačního detektoru [28].

Žádný scintilační materiál nemá perfektní vlastnosti a výběr scintilačního materiálu do detektoru závisí na daných požadavcích. Právě podle použitého materiálu nebo látky lze scintilační detektory dělit na ty co mají organické a anorganické scintilátory.



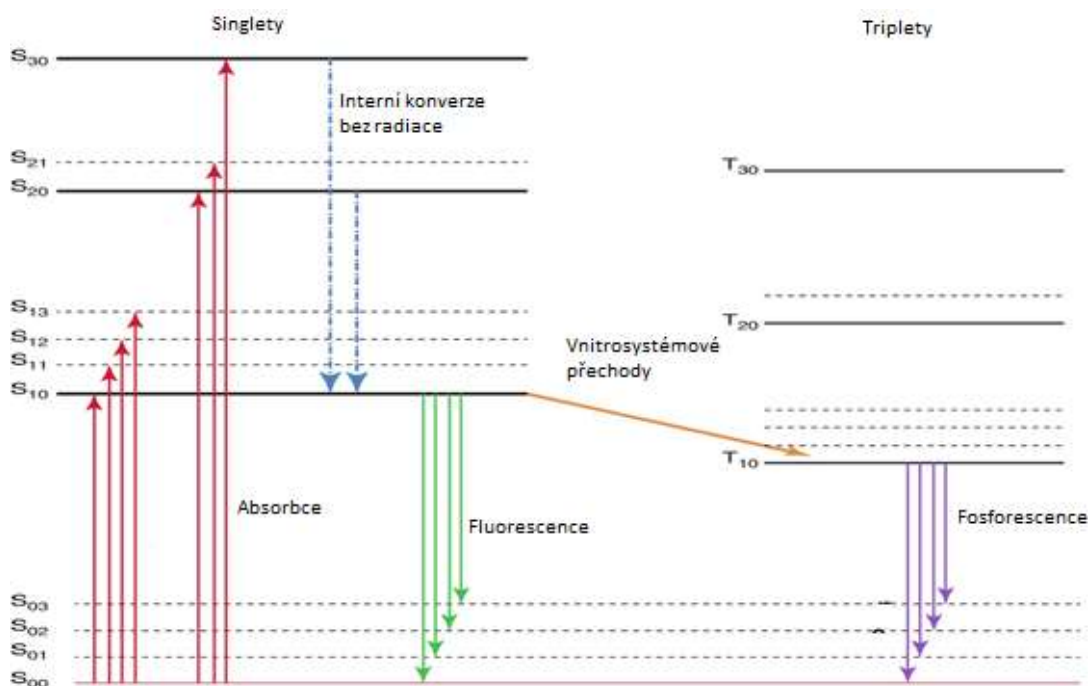
Obr. 10 Scintilační detektor s NaI(Tl) krystalem [29].

4.1.1 Organické scintilátory

Vstup ionizujícího záření do jakéhokoliv scintilátoru způsobí jeho absorpci a projeví se emisí fotonů, které spadají do ultrafialové až viditelné části spektra. Organické molekuly vykazující scintilační vlastnosti spadají do skupiny cyklických aromatických sloučenin, kterými jsou benzenová jádra. Proces, který probíhá v takových organických scintilátorech se označuje jako luminiscence. Luminiscence v organických scintilátorech vzniká excitací a deexcitací elektronů, označovaných také jako π – elektrony, které tvoří meziatomové vazby v aromatické molekule. Tento proces lze sledovat tedy nezávisle na skupenství látky.

Základním parametrem scintilačních detektorů je konverzní účinnost scintilátoru nebo se tomu říká také světelný výtěžek. Tento parametr vyjadřuje poměr energie vyzářených luminiscenčních fotonů a energii záření, kterou scintilátor absorbuje. Celková energie vyzářených luminiscenčních fotonů je přirozeně nižší než energie záření absorbovaná scintilátorem. Energie záření, kterou absorbuje scintilátor je využita hlavně pro ionizaci, a tedy excitaci látky scintilátoru. Naopak luminiscence je spojena s deexcitací π – elektronů. Když by došlo k excitaci jiného elektronu než π – elektronu mohl by nastat i zánik molekuly scintilátoru a tím zhoršení jeho vlastností.

Energetické stavy π – elektronů organických molekul jsou znázorněny na Obr. 11 [30]. Energie může být absorbována excitací elektronu do kteréhokoliv excitačního stavu. Singletové stavy jsou na obrázku označeny jako S_{00} , S_{10} , S_{20} . Singletový stav představuje stav, ve kterém se rovná součet spinových kvantových čísel jednotlivých elektronů molekuly nule. Tripletové stavy jsou značeny jako T_{10} , T_{20} , T_{30} . Tripletový stav nastane, pokud hodnota součtu elektronů nabude hodnoty 1. Singletový stav nastane tedy tehdy, když jedna polovina kvantových čísel elektronů nabude kladné hodnoty a druhá hodnoty záporné. Pro tripletový stav je zapotřebí dvou nepárových elektronů, které danou molekulu převedou do excitovaného stavu. U organického scintilátoru nás nejvíce zajímá energetický přechod mezi stavy S_{00} a S_{10} , kdy tento přechod nabývá hodnoty 3 nebo 4 Ev. Přechod mezi každým dalším výše položeným stavem je o něco menší. Každý základní elektronový stav je dále dělen na řadu menších stavů s mnohem menšími rozdíly, které odpovídají různým vibračním stavům molekul. Rozdíl mezi takovými sousedními stavy dle [24] je 0,15 eV. Na Obr. 11 [30] je absorbovaná energie molekulou značena šipkou mířící vzhůru. Tento proces u scintilátoru reprezentuje absorpci kinetické energie z nabitě částice, která proletěla kolem molekuly. Molekuly excitované na vyšší singletový stav se v rámci pikosekund deexcitují na stav S_{10} pomocí interní konverze bez radiace. Stavy s nadbytečnou vibrační energií, kterými jsou například S_{11} , S_{12} nejsou v tepelné rovnováze se svým okolím, a tedy rychle svoji vibrační energii ztratí. Výsledkem tohoto procesu je vznik populace excitovaných molekul ve stavu S_{10} za zanedbatelně krátkou dobu. Během přechodu ze stavu S_{10} na některý z vibračních stavů S_{0x} je vyzářeno světlo. Tento přechod je značen šipkami směřujícími dolů. Takto vygenerované světlo dále zpracováváme stejně jako je tomu vysvětleno v předchozí kapitole [30].



Obr. 11 Schéma energetických stavů π – elektronů organických molekul [30].

4.1.2 Anorganické scintilátory

U anorganických scintilátorů probíhá scintilace v celé mřížce krystalu a je díky tomu dosaženo velkého světelného výtěžku, ale v delší časové periodě. Princip scintilace v anorganických materiálech závisí na energetickém stavu určeném krystalovou mřížkou materiálu. Elektrony dosahují pouze diskretních energetických stavů, a to v materiálech klasifikovaných jako izolátory nebo polovodiče. Vlivem interakce elektronů s dalšími atomy látky se elektrony přemísťují do energetických pásů, mezi kterými se nachází mezery tzv. pásy zakázaných energií, ve kterých elektrony nemohou nabývat. Níže položený pás je pás valenční, který vyznačuje elektrony vázané ke krystalové mřížce. Vodivostní pás, který se nachází nad pásem valenčním vyznačuje elektrony, které mají dostatek energie pro pohyb v krystalu [24].

Anorganické scintilátory lze členit do třech druhů:

- krystaly aktivované příměsí,
- krystaly alkalických halogenů,
- další pomalé anorganické krystaly, plynné a skleněné scintilátory.

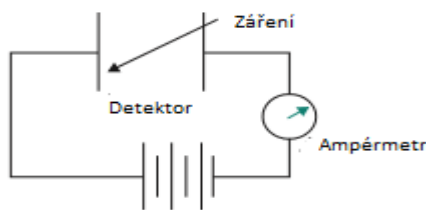
Aktivované krystaly jsou nejvíce používanou skupinou a patří sem hlavně alkalické halogeny aktivované těžkými kovy jako je například thalium. Jedná se o krystaly s malou stopou nečistot. U čistého krystalu se v zakázaném pásu nikdy elektron nacházet nemůže. Pro zvýšení pravděpodobnosti viditelné fotonové emise v průběhu deexcitace je přidáno malé množství nečistoty do materiálu anorganického scintilátoru. Takto přidaným nečistotám se říká aktivátory. Přidáním aktivátoru vzniknou v zakázaném pásu místa, ve kterých se může elektron deexcitovat zpět do valenčního pásu a tím vyzářit viditelný foton. Elektron, který má přebytek tepelné energie, je zachycen luminiscenčním centrem nebo ve vodivém pásu, což má výhodu v tom, že krystal lze použít jako zdroj fluorescenčních fotonů i při běžné pokojové teplotě.

Krystaly alkalických halogenů jako je například jodid sodný aktivovaný thalliem (NaI(Tl)) nebo jodid cesný aktivovaný thalliem (CsI(Tl)) a jodid cesný aktivovaný sodíkem (CsI(Na)) jsou čistými monokrystaly alkalických halogenů, které scintilují pouze při chlazení na teplotu kapalného dusíku. Jsou zde i další, které takové chlazení nevyžadují. Tento druh anorganických scintilátorů má mnohem menší konverzní účinnost než scintilátory aktivované.

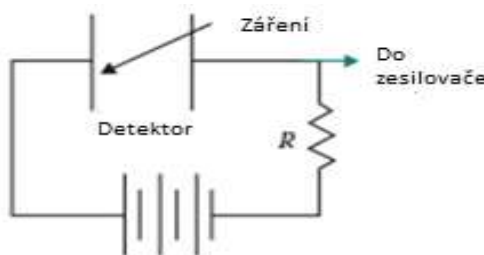
Další pomalé anorganické krystaly, plynné a skleněné scintilátory jsou skupinou kam patří scintilátory jako například sulfid zinečnatý aktivovaný stříbrem (Zns(Ag)), který má velmi velkou účinnost, porovnatelnou se scintilační účinností NaI(Tl), ale je dostupný pouze jako polykrystalický prášek. Používá se pouze tenká vrstva primárně pro detekci alfa částic a dalších těžkých iontů. Při vrstvě tlustší než 25 mg/cm^2 je dle [24] tento scintilátor nepoužitelný, kvůli velmi nízké průsvitnosti skrze větší množství vrstev. Dále sem patří skleněné scintilátory, které tvoří lithium aktivované ceriem, kdy lithium bývá obohacené až na 95 %. Jako poslední jsou zde plynné scintilátory tvořeny velmi čistými plyny, kterými jsou xenon, krypton, argon, helium a dusík, kdy nejpoužívanějšími jsou xenon a helium. Plynné scintilátory mají rychlou odezvu, ale jejich zásadní nevýhodou je velmi nízký energetický výtěžek. Dle [51] množství fotonů zaznamenaných v xenonu pro $\lambda > 200 \text{ nm}$ u alfa částice o 4,7 MeV je 3700 a u scintilátoru NaI(Tl) je tato hodnota 41000.

4.2 Ionizační detektory s plynovou náplní

Plynem plněné detektory fungují na principu využívání ionizace vytvořené zářením při průchodu plynem. Takové detektory se typicky skládají ze dvou elektrod, na kterých je elektrický potenciál. Prostor mezi těmito elektrodami je vyplněn plynem. Ionizující záření procházející prostorem mezi elektrodami vyzařuje část nebo veškerou svoji energii tím, že vytváří pár elektron-iont. Elektrony i ionty jsou nosiče náboje, které se pohybují při vlivu elektrického pole. Jejich pohyb indukuje proud na elektrodách, který může být měřen (viz Obr. 12 [26]). Druhou možností je převedení náboje vytvořeného zářením do pulzů, kdy částice jsou v tomto případě počítány individuálně (viz Obr. 13 [26]). Prvnímu typu detektoru (Obr. 12 [26]) se říká ionizační komora a druhému typu (Obr. 13 [26]) se říká impulsní komora.



Obr. 12 Schéma detektoru pro měření stejnosměrného proudu v obvodu [26].



Obr. 13 Schéma detektoru jednotlivých pulzů [26].

Pro většinu plynů je dle [26] průměrná energie potřebná pro vytvoření páru elektron-iont zhruba 30 eV. Toto číslo bere v potaz všechny srážky, včetně těch, které vedou k vybuzení. Pokud tedy alfa nebo beta částice o 3 MeV odevzdá veškerou svoji energii detektoru vytvoří průměrně 10^5 elektron-iont párů.

Typické plynem plněné detektory mají kapacitu zhruba 50 pF a čas pro získání tohoto náboje je 1 μ s. Pokud veškerý náboj vytvořený částicí o 3 MeV je získán, tak očekávané hodnoty se pohybují kolem napětí definovaného jako

$$U = \frac{Q}{C} \quad (4.1)$$

a po dosazení do rovnice (4.1) získáme

$$U \approx \frac{10^5 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{50 \cdot 10^{-12}} \approx 0,5 \text{ mV}$$

Pro výpočet proudu je použit vztah

$$i = \frac{Q}{t} \quad (4.2)$$

a následným dosazením do rovnice (4.2) je získána hodnota

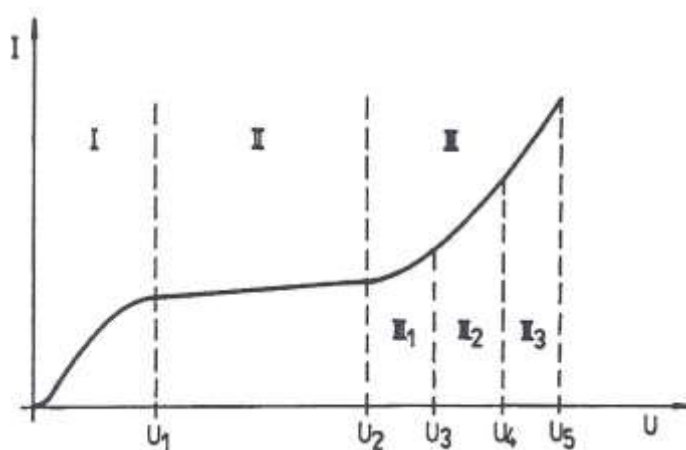
$$i \approx \frac{10^5 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{10^{-6}} \approx 1,6 \cdot 10^{-8} \text{ A}$$

kdy obě hodnoty jsou v rozmezí měřicích rozsahů standartních detektorů.

V ionizovaném plynu bez elektrického pole se elektrony a pozitivně nabití ionty pohybují náhodně. V prostředí s elektrickým polem se elektrony začnou hýbat směrem k pozitivně nabitě elektrodě a ionty k elektrodě s negativním nábojem. Síla působící na obě částice je stejná, ale částice dosahují rozdílných zrychlení. To způsobuje jejich hmotnost, proto zrychlení elektronu je tisíckrát větší než zrychlení iontu. Dosažení pozitivně nabitě elektrody trvá elektronu u běžného detektoru zhruba 1 μ s a stejná dráha by iontu trvala zhruba 1 ms, tedy mu to trvá tisíckrát delší dobu.

Doposud jsme mluvili pouze o ionizaci, kterou přímo vytvořila dopadající částice a této ionizaci se říká primární ionizace. Existují typy detektorů, které jsou plněny plynem a mají elektrické pole, které má dostatek síly, že elektron primární ionizace získá dostatek kinetické energie mezi srážkami a vytvoří nový elektron-iont pár. Tomuto jevu se říká sekundární ionizace. Vznik primární a sekundární ionizace probíhá ve velmi krátkém čase, takže se detekují ve stejném pulzu.

Na *Obr. 14* [33] je znázorněn charakteristický průběh hodnoty elektrického náboje získaného na elektrodách detektoru v závislosti na přiloženém pracovním napětí.



Obr. 14 Ionizační obory [33].

Pokud hustota částic je konstantní, tak lze ionizační účinky ionizujícího záření v plynu dle [33] rozdělit do několika oblastí:

- Oblast Ohmova zákona (I) – Při primární ionizaci vznikají ionty, které spolu rekombinují. S rostoucím napětím množství rekombinací klesá, a tedy při zvyšujícím se napětí roste i ionizační proud. Tato oblast se pro detekci ionizujícího záření nepoužívá, protože napětí je příliš nízké a sběr iontů je nedokonalý.
- Oblast nasyceného proudu (II) – V této oblasti pracují ionizační komory. Pracovní napětí je již dost velké pro získání všech iontů, které vznikly primární ionizací.
- Oblast přídavné ionizace (III)
 - Oblast úplné proporcionality (III1) – V této oblasti pracují proporcionální detektory. Dochází zde k nárazové ionizaci v důsledku dalšího zvyšování napětí. Tyto nárazové ionizace vytváří další iontové páry tzv. sekundární ionty, které určují koeficient zesílení.
 - Oblast částečné proporcionality (III2) – Tato oblast se nevyužívá.
 - Oblast Geiger-Müllerova (III3) – V této oblasti pracují Geiger-Müllerovy počítáče. Zde sekundární ionty vznikající nárazem primárních iontů získávají takovou energii, že mohou ionizovat další neutrální molekuly. To znamená, že celkové množství iontů je již nezávislé na počtu primárních iontů a závislost na dalším zvyšování napětí je již také malá.



Obr. 15 Řada ionizačních detektorů s plynovou náplní [34].

4.3 Polovodičové detektory

Princip funkce polovodičových detektorů je stejný jako u ionizačních detektorů s plynovou náplní. Rozdíl je pouze ve využití vhodného polovodičového materiálu místo plynu. Ionizační energie po vniknutí do aktivní vrstvy detektoru způsobí přeskok elektronů do vodivostního pásma a tím vzniknou páry elektron-díra. Volné elektrony se následně začnou pohybovat ke kladné elektrodě a díry k záporné elektrodě. To způsobí proudový impuls, který na pracovním odporu detektoru způsobí napěťový úbytek a následně se přes kondenzátor vede tento impuls k zesilovači. Tento proces určí energii záření, která se absorbovala při průchodu detektorem. Impulsy zesílené zesilovačem se přes analogově digitální převodník vedou do analyzátoru, který signál zpracuje do výsledného spektra. Výhodou tohoto typu detektoru je řádově nižší potřebná energie k vytvoření páry elektron – díra, než energie potřebná pro vytvoření páry elektron – iont. Pro vznik páry elektron – díra je potřebná energie rovnající se šířce zakázaného pásu, ale pro vznik páry elektron – iont je potřebná energie, která se rovná vazebné energii. Nevýhodou oproti detektorům scintilačním je jejich větší mrtvá doba a nižší detekční účinnost. Polovodičové detektory pro svou vysokou energetickou rozlišovací schopnost mají využití zejména v jaderné fyzice a neutronové aktivační analýze, která nám umožňuje stanovit obsah prvku v materiálu. Nejčastějšími prvky používané v polovodičových detektorech jsou germanium a křemík [24].

Germaniové detektory jsou typem polovodičových detektorů, které jsou tvořeny z monokrystalů germania a to buď se stopovým množstvím lithia tzv. drift – detektory Ge(Li), nebo superčistého germania tzv. HPGe (High Purity Ge), který je v současnosti jedním z nejčistějších materiálů, který jsme schopni vytvořit. Kvůli snížení závěrného proudu a elektrického šumu je potřeba, aby tyto detektory byly chlazeny na teplotu kapalného dusíku. Významným rozdílem mezi detektorem Ge(Li) a HPGe je v jejich potřebě chlazení. Detektor Ge(Li) musí být chlazen na teplotu kapalného dusíku i během skladování, jinak by nastala difuze Li driftu a tím by došlo ke zničení detektoru. HPGe detektory na druhou stranu lze pro každé měření ochladit na teplotu kapalného dusíku a následně skladovat při pokojové teplotě. Důležité měřicí schopnosti těchto detektorů jako například účinnost detekce a energetická rozlišovací schopnost jsou prakticky stejné pro detektory stejných velikostí.



Obr. 16 Řada HPGe detektorů [32].

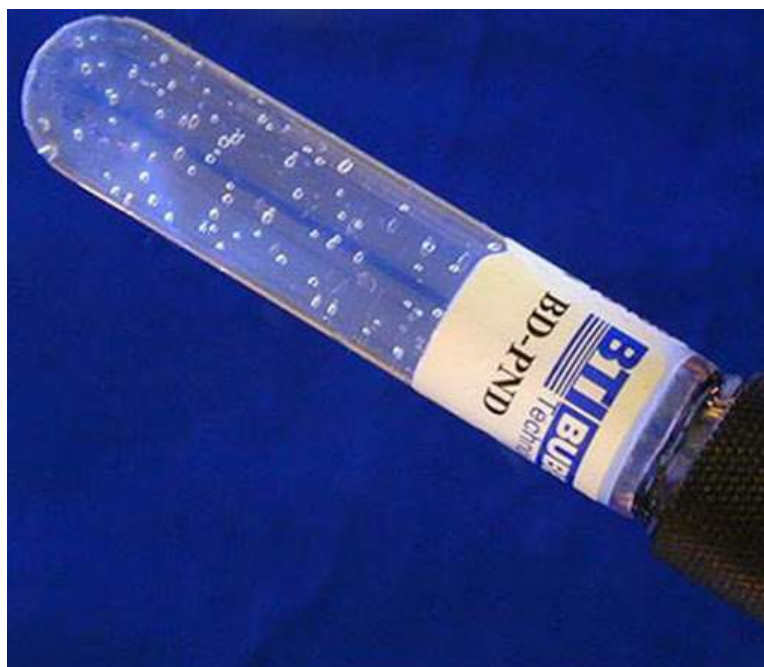
Křemíkové detektory na rozdíl od germaniových detektorů nepotřebují ke své činnosti být chlazeny na teplotu kapalného dusíku a dokáže pracovat při pokojové teplotě a používají se pro typ polovodičových detektorů s přechodem p – n (n – p). U tohoto detektoru se uvažují 2 polovodiče. Jeden polovodič typu p a druhý typu n, které se dotýkají a nepůsobí na ně vnější elektrické pole. Polovodič typu n má velkou koncentraci elektronů a typ p má velkou koncentraci děr. Elektrony difundují z n typu do p typu a díry naopak. Tato difuze vytvoří rovnováhu koncentrací mezi elektronů a děr, ale naruší původní rovnováhu náboje. Na začátku je p typ a n typ polovodiče elektricky neutrální, ale po difuzi má oblast n typu pozitivní náboj a oblast p typu získá negativní náboj. Poté co opět nastane rovnováha existuje mezi těmito dvěma oblastmi rozdíl v potencionálu. Tato kombinace p a n typu polovodiče s rozdílem potencionálů mezi sebou tvoří p – n přechod. Chování přechodu můžeme přirovnat k principu funkce diody. V propustném směru, ale tento přechod umožňuje průchod proudu a proto nemůže fungovat jako detektor. Využití jako detektor má až ve směru závěrném. Na vrstvu p se připojí záporná polarita a na vrstvu n se připojí polarita kladná a vznikne vyprázdněná oblast, ve které se nenachází žádný náboj. V této oblasti dochází při průchodu ionizujícího záření k vzniku páru elektron – díra, které následně vytvoří proudový impuls [26].

4.4 Bublínkové detektory

Výzkum bublinkových detektorů začal, kvůli hrubým nedostatkům dřívější osobní neutronové dozimetrie, kdy byla potřeba lepší detekce neutronů pod hladinou 1 MeV. Historicky se osobní neutronová dozimetrie spoléhala na využívání fotografické emulze, a i přes dobře známé nedostatky této metody se využívala řadu let, právě kvůli absenci vyhovující náhrady. Bublínkový typ detektorů je jediný detektor, který splňuje požadavky neutronové dozimetrie.

Má řadu výhod, kterými jsou například: měření dávek v reálném čase, stabilní detekce neutronů o energiích od 100 keV do 15 MeV, velmi nízký detekční limit, velká detekční citlivost, přenosnost, odečítání pomocí oka, opětovné použití. Díky těmto vlastnostem se stal významným nástrojem neutronové dozimetrie v řadě oborů. Nevýhodou bublinkových detektorů je jeho dynamický rozsah. Jakmile počet bublinek přesáhne hranici zhruba 300 u detektoru normální velikosti, tak se začne zvětšovat pravděpodobnost, že se bublinky budou překrývat a přístroj na vyhodnocování dávek bude měřit se značnou chybou. Další nežádanou vlastností je růst bublinek v průběhu času. Bublinky v rámci dnů a týdnů začnou růst a jakmile dosáhnou určité velikosti mohou poškodit detektor. Proto se musí bublinky stlačovat zpět do své původní velikosti.

Bublinkové detektory tvoří mikroskopická kapka přehřáté kapaliny, která se nachází v elastickém polymeru. Jakmile neutron zasáhne kapku přehřáté kapaliny, tak energie z nabitých částic vzniklé v materiálu bublinkového detektoru pomocí odrazu nebo jaderné reakce způsobí výbuch přehřáté kapaliny, která kapku tvoří. Vzniknou tak viditelné bublinky páry, které jsou zachyceny v elastickém médiu, přičemž směr vytvoření bublinek udává trajektorii částice. Množství bublinek určuje hodnotu neutronové dávky, které byla zaznamenána [35].



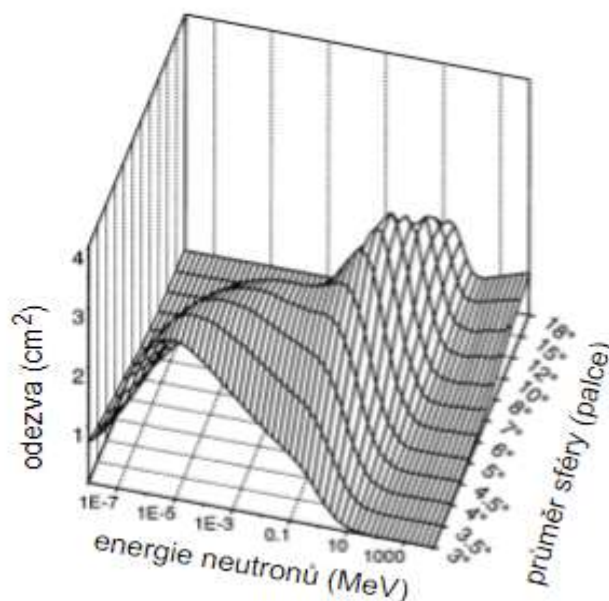
Obr. 17 Bublinkový detektor [35].

4.5 Bonnerovy sféry

Z mnoha druhů neutronových spektrometrů jsou právě Bonnerovy sféry nejrozšířenějšími spektrometry pro laboratorní využití a to hlavně kvůli jejich izotropní detekci. Detekují neutrony v rozmezí tepelných energií až energií dosahující GeV. Tento spektrometr byl vynalezen Tom W. Bonnerem a poprvé byl publikován v roce 1960 [37].

Bonnerova sféra se skládá z detektoru tepelných neutronů, který se nachází ve středu moderující sféry, která může nabývat různých průměrů. Kombinace detektoru a moderujících sfér, které fungují podle principu vysvětleném v kapitole moderace neutronů, umožňuje detekci neutronů skrze širokou škálu energií. Citlivost tohoto spektrometru dosahuje vrcholu při určitých energiích neutronů a vždy je tento vrchol citlivosti závislý právě na průměru sféry.

Využívání řady sfér je charakteristickou vlastností této měřicí metody. Sfěry menších průměrů dosahují nižší míry moderace, tedy nižšího zachytu tepelných neutronů v moderátoru. Neutrony nižších energií proto mají vyšší pravděpodobnost, že po průchodu moderátorem jsou zaznamenány detektorem a rychlé neutrony naopak z moderátoru uniknou. U sfér o větších průměrech se dosahuje značně větší moderace a většího množství zachytů, to ale způsobuje, že neutrony o nižších energiích jsou absorbovány v moderátoru. Neutrony s vysokou energií mají tedy nejvyšší pravděpodobnost, že budou zaznamenány detektorem. Na Obr. 18 [38] je znázorněna odezva detektoru pro různé průměry sfér, kdy odezvy detektoru pro různé průměry sfér dosahují vrcholu v závislosti na použitých průměrech a to tak, že vrchol odezvy se přesouvá k vyšším energiím se zvětšujícím se průměrem sféry [38].



Obr. 18 Funkce odezvy Bonnerových sfér pro SP9 ^3He detektor [38].

Neutronová detekce pomocí Bonnerových sfér má výhody ve vysoké detekční účinnosti, jednoduchosti elektroniky samotného detektoru, jednoduchosti operace s detektorem, izotropní detekci a výbornou diskriminaci fotonů. Nevýhodou tohoto typu detektoru je nízké energetické rozlišení a náročnost určení energetického spektra z měření pomocí tohoto detektoru.



Obr. 19 Řada Bonnerových sfér [39].

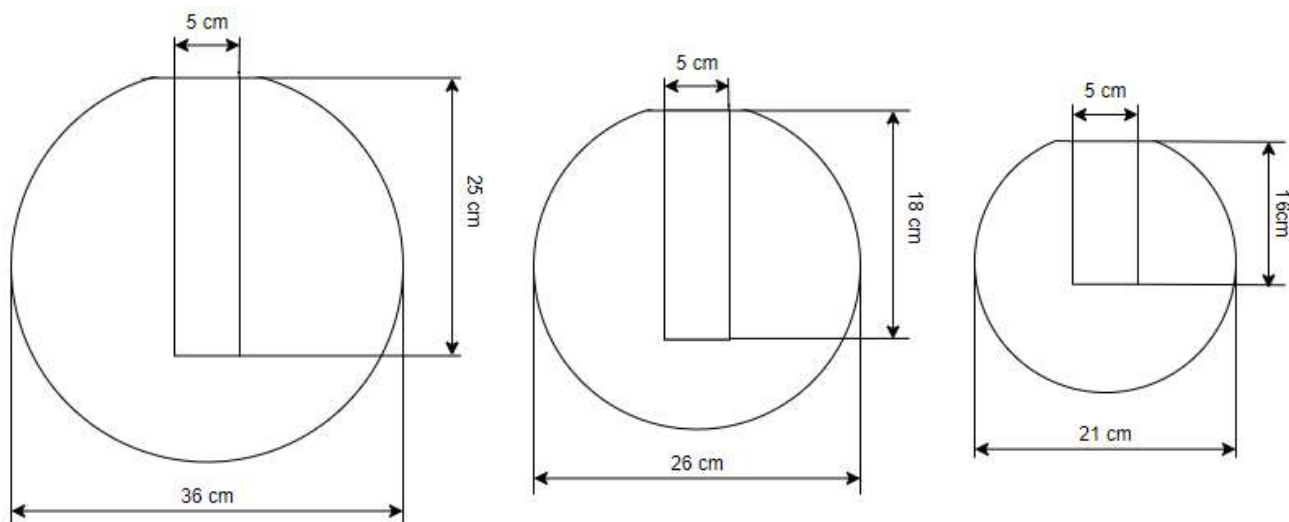
5. REALIZACE EXPERIMENTÁLNÍ SESTAVY

Práce je zaměřena na návrh, sestavení a následně na vyhodnocení celého procesu realizace Bonnerových sfér včetně provedení a následného vyhodnocení výsledků měření provedeného s těmito sférami za využití školního ^{241}Am -Be neutronového zdroje.

První etapou realizace těchto sfér je nalezení vhodného materiálu a určení detektorů, které budou použity. Hlavními faktory pro výběr vhodného materiálu jsou zejména jeho dobrá moderační schopnost a následně i cena a dostupnost daného materiálu. Z tohoto důvodu byl vybrán parafín RT-82, který je blíže popsán v kapitole 5.1.

Detektory, které byly použity v našem měření a jsou dále popsány v této práci, zprostředkovávají přímou přeměnu neutronů na detekovatelné nabitě části. Tyto detektory jsou schopny detekovat pouze neutrony pomalé. Účinný průřez pro reakci $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ a $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ se značně snižuje se zvyšující se energií neutronů. Pro zaznamenání těchto rychlých neutronů bylo v našem měření využito moderačních schopností parafínu a rychlé neutrony tak byly zpomalovány na detekovatelnou úroveň našich detektorů. Ovšem neutrony, které vstoupí do parafínu mohou rozptylem uniknout z moderátorové vrstvy dříve, než jsou zaznamenány nebo mohou být detektorem zachyceny. Je tedy očekávané, že zvětšování tloušťky sféry nebude vést k úměrnému zvětšování množství tepelných neutronů zachycených detektory.

V druhé etapě je přistoupeno k samotnému vytvoření sfér. Pro adekvátnost měření a momentální dostupnosti daných forem u výrobce bylo rozhodnuto pro sestavení tří sfér o průměrech 36, 26 a 21 cm. Na Obr. 20 je detailní znázornění rozměrů sfér včetně dutin uvnitř sféry vytvořených pro vkládání detektorů v průběhu měření.



Obr. 20 Rozměry sestrojených Bonnerových sfér.

Formy, které se skládaly ze dvou polystyrénových polokoulí spojených dohromady pro vytvoření celistvé koule byly o průměru 40, 30 a 25 cm. Tedy každá forma měla 2 cm tlustý okraj což výsledně vedlo k rozměrům sfér, tak jak jsou znázorněny v Obr. 20. Tyto polokoule byly následně spojeny pomocí lepicí pásky a vytvořili celistvou formu v podobě koule. Do formy byl následně vyřezán otvor o průměru 5 cm, do kterého byl odléván roztavený parafín (viz Obr. 21).



Obr. 21 Forma po naplnění parafínem.

Materiál formy, kterým byl zvolen polystyrén má přijatelné vlastnosti pro proces odlévání parafínu, a to zejména z hlediska jeho bodu tání, který je $240\text{ }^{\circ}\text{C}$ [40]. Již při překročení $100\text{ }^{\circ}\text{C}$ začíná docházet k jeho deformaci a z tohoto důvodu bylo při tavení parafínu, který začíná tát kolem $37\text{ }^{\circ}\text{C}$ nutno výrazně nepřekročit hodnotu $100\text{ }^{\circ}\text{C}$. Z tohoto důvodu byl parafín roztaven na indukční desce na hodnotu přibližně dosahující $100\text{ }^{\circ}\text{C}$. Při jednom z namátkových měření teploty před procesem nalévání parafínu do formy byla zaznamenána hodnota $105\text{ }^{\circ}\text{C}$, ale nebyla zaznamenána jakákoliv následná deformace polystyrénové formy. Celý proces tavení parafínů a odlévání do formy byl pro každou sféru proveden vícekrát, a to z důvodu nižšího objemu parafínu, který bylo možno v jednu chvíli tavit.

Po naplnění formy parafínem byla do vytvořeného otvoru zavedena trubka o průměru 5 cm, a to z důvodu vytvoření dutiny o požadovaných rozměrech daných velikostí detektorů. Hloubky dutin jsou uvedeny v Obr. 20 a byly stanoveny vzhledem k finální velikosti samotných sfér.

Třetí etapou je vyjmutí sféry z polystyrénové formy a kontrola. Po dokončení druhé etapy je potřeba počkat, dokud forma naplněná tekutým parafínem přejde do skupenství pevného. Jak je zmíněno v kapitole 5.1, tak využitý parafín má vysokou schopnost tepelné akumulace a z tohoto důvodu se doba potřebná pro dostatečné zpevnění materiálu před vyndáním z formy značně zvětšila. Doba pro zpevnění materiálů u sfér o průměrech 26 cm a 21 cm byla přibližně jeden den. Pro sféru o průměru 36 cm byla tato doba dva dny, a i po této době sféra dosahovala teplot vyšších, než byla teplota u sfér předchozích po jejich vyndání z formy. Na Obr. 22 lze vidět výslednou podobu sfér po odstranění formy, kdy průměr sféry vlevo je 21 cm, průměr prostřední sféry je 26 cm a sféra napravo má průměr 36 cm. U sféry o průměru 36 cm na Obr. 22 (vpravo) jsou na povrchu patrné výstupky a mírné prohlubně. To je zapříčiněno formou, do které byl parafín odléván.



Obr. 22 Sfěry po odstranění formy.

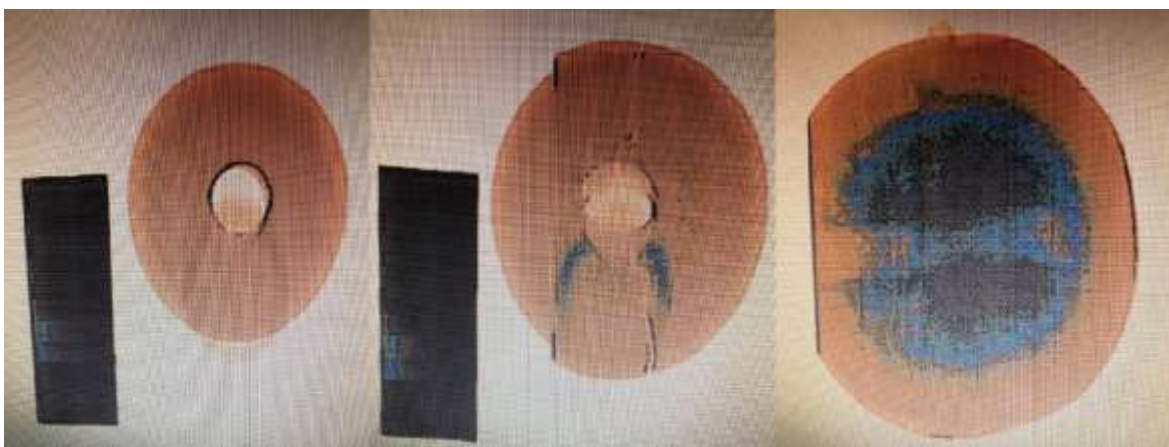
Na závěr bylo přistoupeno ke kontrole sfér. Při přechodu ze skupenství kapalného do skupenství pevného udává výrobce (viz kapitola 5.1) snížení objemu materiálu o 12,5 %. Toto snížení způsobuje vznik nežádoucích dutin uvnitř sfér. Na Obr. 23 lze názorně vidět dutinu, která vznikla v jednom z neúspěšných pokusů. Tyto nežádoucí dutiny byly proto nalezeny za využití dlouhého vrtáku. Do každé sféry byly provedeny minimálně 3 vrty dosahující dostatečné hloubky pro identifikování jakýchkoliv dutin ve sféře. Po nalezení nežádoucích dutin byl roztaven parafín, kterým byly tyto dutiny zcela zaplněny. Tímto procesem byly velikosti dutin uvnitř sfér značně zmenšeny. Je ale stále předpokládána přítomnost dutin menších rozměrů, které nebylo možné zcela vyplnit parafínem z důvodu vzniku vzduchových bublin uvnitř sfér.



Obr. 23 Dutina uvnitř sféry.

Byla provedena dodatečná kontrola za využití rentgenu Heimann GI-SCAN 6040-A. Jedná se o zařízení využívané při kontrole příručních zavazadel. V rámci úlohy bylo toto zařízení využito za účelem odhalení možných významnějších nedokonalostí uvnitř sfér.

Obr. 24 zobrazuje rentgenové snímky sfér, kdy sféra o průměru 21 cm se nachází vlevo, sféra o průměru 26 cm se nachází uprostřed a sféra s průměr 36 cm je vpravo. U prvních dvou sfér se pro přirovnání a kalibraci zařízení, které vykazovalo problémy při počáteční detekci sfér, přidal ke snímku vzorek olova. Sféra s průměrem 21 cm (vlevo) je snímána shora a nevykazuje žádné náznaky vnitřních dutin a oranžová barva sféry značí stejně jako u ostatních sfér, že se jedná o materiál organický. Na prostřední sféře o průměru 26 cm je znatelná chyba pořízení snímku zařízením, ale lze zaznamenat praskliny na okraji sféry. Tyto praskliny byly později zkontrolovány a identifikovány pouze jako povrchové. Modrá barva uprostřed sféry vyznačuje stojan využitý pro udržení stability. Sféra o průměru 36 cm (vpravo) je snímána z boku a přechod barvy z oranžové do modré a následně do černé, značí zvyšující se množství materiálu. Uprostřed sféry lze zaznamenat úbytek černé a přechod zpět do modré, to je způsobeno přítomností dutiny pro detektor. Z nejednotvárnosti spodní poloviny černé části byla stanovena možná přítomnost nežádoucí dutiny a následně byla provedena náprava.



Obr. 24 Rentgenové snímky sfér.

5.1 Použitý materiál

PCM RT-82 je organický materiál s fázovou změnou od společnosti Rubitherm Technologies GmbH. Tento materiál byl vybrán pro své moderační vlastnosti a dále z důvodu okamžité dostupnosti materiálu na Ústavu elektroenergetiky FEKT VUT v Brně. Jedná se o parafin, u kterého jeho tání dosahuje maxima při teplotě 82 °C. Tento materiál je určený zejména pro akumulaci tepla za využití procesu fázové změny mezi pevným a kapalným skupenstvím a následného uvolnění velkého množství tepelné energie za téměř konstantní teploty. Parafin v porovnání s ostatními materiály má nižší objemovou hustotu skladované energie, ale výhodou v tomto ohledu je nízká objemová změna tohoto materiálu při fázovém přechodu, kterou výrobce udává, že činí 12,5 % [41].

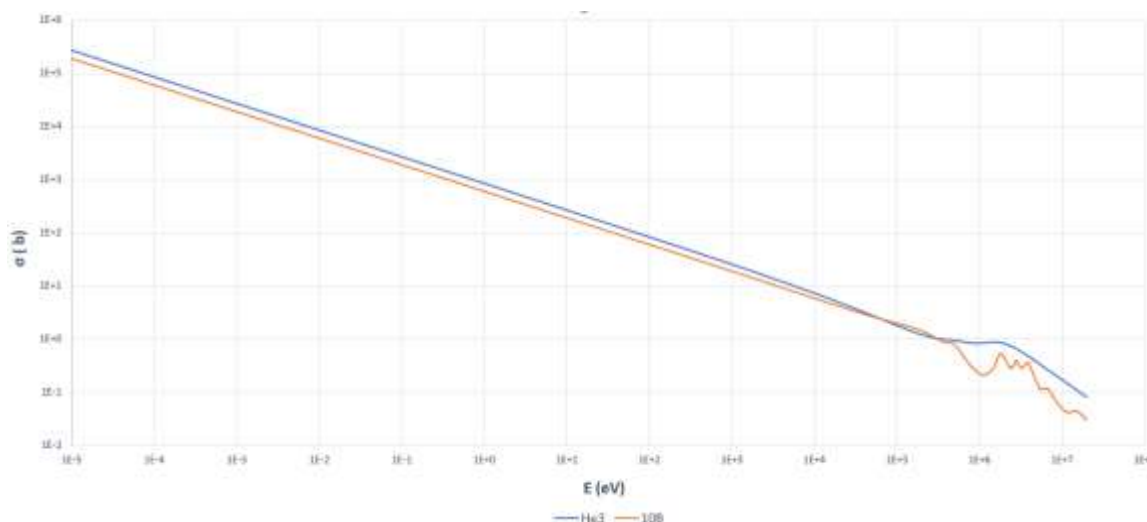
Parafin díky svému vysokému obsahu atomů vodíku, kde dosahuje přijatelných moderačních vlastností, ale není příliš využíván, kvůli nenávratné degradaci způsobené radiací a vysokými teplotami. Avšak pro využití v rámci měření provedeného v této práci jsou jeho vlastnosti více než dostačující a můžeme stanovit, že materiál v průběhu samotného měření neprošel žádným výrazným zhoršením svých vlastností, které by mohlo mít dopad na samotné měření nebo takové zhoršení vlastností, na které by bylo potřebné se blíže zaměřit.

5.2 Detektory neutronů

Pro provedení měření byly vzaty v úvahu možné rozměry detektorů. Vzhledem k pevně stanoveným rozměrům samotných sfér musely být zvoleny detektory s přijatelnými rozměry a jako jeden z možných způsobů, který splňoval daná kritéria bylo využití plynem plněných detektorů. Princip funkce plynových detektorů je blíže popsán v kapitole 4.2. V měření bylo využito celkem tří plynem plněných detektorů. Dva detektory od společnosti Thermo Fisher Scientific s označením FHT 752 S a FHT 752 SH-2. Třetí detektor je od společnosti VF Nuclear, a.s. a nese označení MDN-01. Tento detektor má již vlastní Bonnerovu sféru vytvořenou výrobcem, ve které je umístěn.

FHT 752 S (výrobní číslo 10171) a **FHT 752SH-2** (výrobní číslo 10124) se skládají z proporcionální trubice, polyethylenového moderátoru a přídavné elektroniky. Výrobcem udávaná váha obou detektorů je 800 g a udávané rozměry činí \varnothing 50 mm x 385 mm. FHT 752 S je plněný fluoridem boritým BF_3 pod tlakem 1 bar a jeho měřicí rozsah se pohybuje od 0,01 do 100000 cps [41].

Jeho aktivní náplní je izotop ^{10}B , kterým jsou tyto detektory obohaceny pro zvýšení účinnosti. Tento detektor stejně jako detektor s heliem je schopen detekovat neutrony o nízkých energiích. To vyplývá z Obr. 25, kde lze vidět účinné průřezy jednotlivých detektorů dle databáze JEFF-3 [42]. Pravděpodobnost, že by neutron o velké energii byl absorbován izotopem ^{10}B a stejně tak ^3He je tedy velice nízká oproti neutronům s nižšími energiemi [44].



Obr. 25 Energetická spektra účinných průřezů detektorů.

V BF_3 detektoru probíhá reakce (n,α) dle (5.1) a (5.2):



Detektor neutronů FHT 752 SH-2 je plněn heliem pod tlakem 2 baru a jeho měřicí rozsah se pohybuje od 0,1 do 100000 cps [43].

Pro detektor s He-3 je definována reakce (n,p) dle (5.3):



Při porovnání těchto dvou detektorů lze stanovit, že detektor heliový má mnohem vyšší citlivost než detektor borový a zároveň je celkově vhodnější pro měření rychlejších neutronů. Oba detektory jsou do jisté míry citlivé na gama záření, které je ale v našem měření zanedbané [45].

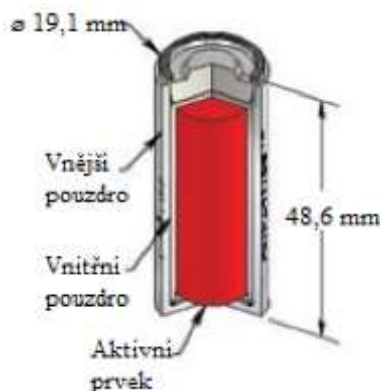
MDN-01 je proporcionální trubice plněná plynem He-3 a umístěna v Bonnerově sféře viz Obr. 26 [46]. Tato sféra má průměr 25 cm a celková výška zařízení je 34,8 cm a to z důvodu umístění vstupu pro měřicí zařízení pod sférou. Měřicí rozsah tohoto detektoru je 1E-7 až 1 Sv/h s citlivostí 4 cps/μSv/h. Tato citlivost byla určena měřením výrobce na neutronovém zdroji ${}^{252}\text{Cf}$ [46].



Obr. 26 Monitor příkonu dávkového ekvivalentu neutronů [46].

5.3 Zdroj neutronů

Pro měření bylo využito radionuklidového zdroje neutronů, kterým je ${}^{241}\text{Am-Be}$. Tento zdroj spadá do kategorie malých neutronových zdrojů, která je popsána v této práci. Využitý ${}^{241}\text{Am-Be}$ zdroj je druhem radionuklidového, který funguje na principu reakcí (α, n) . Výrobce tohoto zdroje s výrobním číslem A010/15 je Eckert & Ziegler Cesio s. r. o. Na Obr. 27 [47] je znázorněn řez zdrojem s vyznačenými rozměry. Výrobce udal nominální hodnotou aktivity primárního radionuklidu $92,5 \text{ GBq} \pm 15 \%$ a hodnota emise neutronů byla ke dni 5. 11. 2015 stanovena na $5,6 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$.



Obr. 27 Řez neutronovým zdrojem [47].

Při přijetí zjednodušení na exponenciální pokles aktivity lze za využití rozpadové rovnice (5.4) vypočítat aktivitu primárního radionuklidu (5.5) a emisi neutronů (5.6), kterého zdroj nabýval ke dni měření (10. 3. 2020) následujícím způsobem [48]:

$$\frac{-dN(t)}{dt} = \lambda N(t) \quad (5.4)$$

$$A = A_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t} = A_0 \cdot e^{-\frac{\ln(2)}{T_{1/2}} \cdot t} \quad (5.5)$$

a po dosazení do rovnice (5.5) získáme

$$A = 92,5 \cdot 10^6 \cdot e^{-\frac{\ln(2)}{432,2 \cdot 365} \cdot 1588} = 91,8568 \text{ GBq}$$

Poté je to stejné provedeno pro získání hodnoty emise neutronů

$$N = N_{t0} \cdot e^{-\lambda \cdot t} = N_{t0} \cdot e^{-\frac{\ln(2)}{T_{1/2}} \cdot t} \quad (5.6)$$

kdy po dosazení do rovnice (5.6) získáme

$$N = 5,6 \cdot 10^6 \cdot e^{-\frac{\ln(2)}{432,2 \cdot 365} \cdot 1588} = 5,5610 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$$

Z výpočtů byla určena aktivita primárního radionuklidu ke dni měření, která je 91,85 GBq a emisi neutronů, která vyšla $5,56 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$. Poločas přeměny $T_{1/2}$ (rok) pro ^{241}Am použitý ve výpočtech v rovnicích 5.2 a 5.3 byl získán z databáze jaderných dat (The Lund/LBNL [49]) a činí 432,2 let.

6. MĚŘENÍ NA BONNEROVÝCH SFÉRÁCH

Měření bylo zaměřeno na zaznamenání a následného porovnání závislosti vzdálenosti na schopnosti moderace tří Bonnerových sfér (viz kap. 5) za použití detektorů, které jsou blíže popsány v kapitole 5.2. Celé měření bylo provedeno na neutronovém zdroji $^{241}\text{Am-Be}$, který je blíže popsán v kapitole 5.3. Jedná se tedy o souhrnné proměření nejdříve detektorů samotných, tedy bez Bonnerových sfér jako moderátoru a následně proměření stejných detektorů, které byly postupně vkládány do daných sfér o průměrech 21 cm, 26 cm a 36 cm. Na závěr pro porovnání bylo provedeno stejné měření na detektoru zasazeném v Bonnerově sféře MDN-01 od společnosti VF Nuclear (viz kap. 5.2).

Měření se konalo ve čtyřech fázích. V první fázi byly proměřeny samotné detektory neutronů BF_3 a He-3 . V druhé fázi byl postupně proměřován detektor BF_3 v jednotlivých sférách a byla zaznamenávána hodnota cps (počet záznamů za sekundu). Třetí fáze byla proměření detektoru He-3 stejným způsobem a za stejných podmínek jako měření na detektoru BF_3 . V poslední fázi došlo na měření s detektorem MDN-01. Veškerá měření probíhaly od vzdálenosti 7 m od zdroje neutronového záření a následně s krokem 1 m byla vzdálenost snižována až na 3 m, kde se krok snížil na 0,5 m a ve vzdálenosti 1 m od zdroje se krok snížil na 0,1 m a měření bylo ukončeno ve vzdálenosti 0,2 m od zdroje neutronového záření. Konečná vzdálenost byla zvolena 0,2 m, protože rozměr největší sféry zabraňoval většímu přiblížení se ke zdroji.

Na Obr. 28 lze vidět měřicí sestavu v průběhu měření, kdy v bližší části je umístěna Bonnerova sféra o průměru 26 cm s detektorem neutronů umístěným v dutině, který je dále připojen k měřicímu zařízení. Pro zamezení znečištění detektoru neutronů parafínem byl detektor vložen do tenkého PVC obalu. Vlevo od Bonnerovy sféry je umístěn metr, který vede k neutronovému zdroji. Důležitým faktorem v tomto měření je prostředí, ve kterém se měření konalo a to z důvodu možných odrazů neutronů. Z Obr. 28 je patrné větší množství objektů v místě měření. Tyto objekty mohly mít nežádoucí vliv na výsledky měření, a to z důvodu dodatečných odrazů neutronů směrem k detektoru a následnému nepředvídatelnému ovlivnění výsledků.



Obr. 28 Foto z průběhu měření.

6.1 Výsledky měření

Naměření závislosti vzdálenosti na schopnosti detekce detektorů ve sférách o různých průměrech umožňuje určení optimálního průměru sféry pro danou kombinaci detektoru a zdroje. Princip funkce borových a heliových detektorů je vysvětlen v kapitole 4.2 a následně detailněji popsán v kapitole 5.2. Z těchto kapitol plyne, že detektor borový by měl dosahovat výsledků horších než ostatní použité detektory, který byly heliové. V následující části budou nejdříve rozebrány a porovnány průběhy naměřené na samotných detektorech a detektorech v jednotlivých sférách a na závěr budou porovnány tyto hodnoty oproti hodnotám naměřených na detektoru MDN-01.

Výsledky z celého měření jsou uvedeny v Tab. 2 a v Tab. 3. V Tab. 2 jsou uvedeny hodnoty naměřené na detektoru borovém a k této tabulce jsou přidruženy i hodnoty naměřené na detektoru MDN-01. V Tab. 3 lze poté nalézt hodnoty změřené na detektoru heliovém. Tyto hodnoty jsou dále vyneseny v grafech následujících po těchto tabulkách, a o kterých je pojednáno dále v této práci.

Tab. 2 Hodnoty naměřené na detektoru BF_3 a MDN-01.

Vzdálenost	Samotný detektor	Bonnerovy sféry			MDN-01
		21 cm	26 cm	36 cm	
l (m)	(cps)	(cps)	(cps)	(cps)	(cps)
7	4,5	5,65	4,6	2,4	10
6	6,3	6,63	6,1	2,8	14,5
5	7,2	8,7	7,6	3,3	18,8
4	7,9	11,3	9,4	6	29,1
3	10,4	16,5	17,6	9,7	29,5
2,5	13	22,6	24,2	14,5	37,9
2	13,8	29,9	33,2	21,3	55,8
1,5	18,6	52,3	57,6	35,5	90,3
1	27,2	94,6	114	80,1	182
0,9	30	125	141	92	207
0,8	39,3	158	165	112	264
0,7	46,3	189	212	149	335
0,6	59,7	264	275	201	425
0,5	70,4	361	384	255	589
0,4	103	532	652	404	802
0,3	155	1060	1050	716	1150
0,2	239	2010	2240	1580	1440

Tab. 3 Hodnoty naměřené na detektoru He-3 a MDN-01.

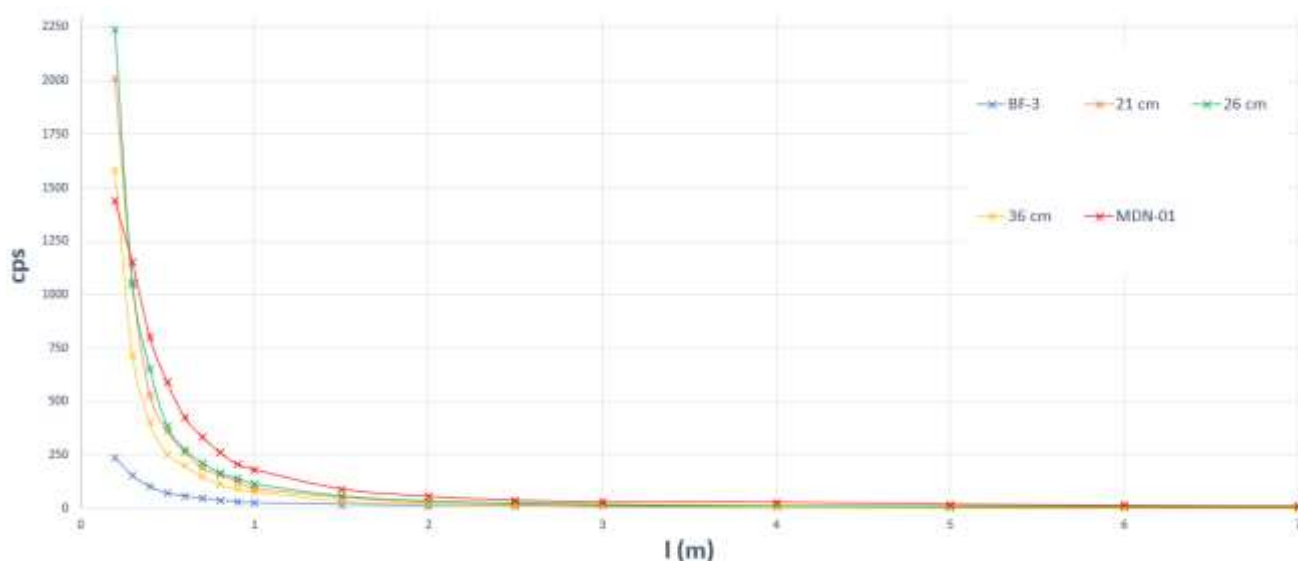
Vzdálenost	Samotný detektor	Bonnerovy sféry			MDN-01
		21 cm	26 cm	36 cm	
l (m)	(cps)	(cps)	(cps)	(cps)	(cps)
7	10,6	11,1	8,8	4,94	10
6	12	13,8	11,9	6,13	14,5
5	15	17,8	17	8,6	18,8
4	20,1	23,9	23,3	13,3	29,1
3	21,8	36,1	36,4	20,1	29,5
2,5	25,5	48,7	49,7	27,3	37,9
2	31,1	63,2	68	41,1	55,8
1,5	35,7	107	112	70,4	90,3
1	54,9	214	232	151	182
0,9	67,7	264	283	181	207
0,8	71,4	315	358	227	264
0,7	95,5	418	445	285	335
0,6	121	555	593	374	425
0,5	162	746	816	563	589
0,4	218	1120	1250	863	802
0,3	317	1750	2050	1410	1150
0,2	494	3220	3970	3160	1440

Nejnižší naměřené hodnoty jsou dle očekávání naměřeny u všech detektorů ve vzdálenosti 7 m a tyto hodnoty se pohybují v řádech jednotek cps, kdy nejnižší hodnota byla dosažena, když se borový detektor nacházel ve sféře o průměru 36 cm, tedy ve sféře největší. Tato hodnota je nejnižší ze všech naměřených hodnot v tomto měření, a to z důvodu velkého průměru moderační sféry a také již zmíněného horšího účinného průřezu pro zachyt neutronů, než je u detektoru heliového.

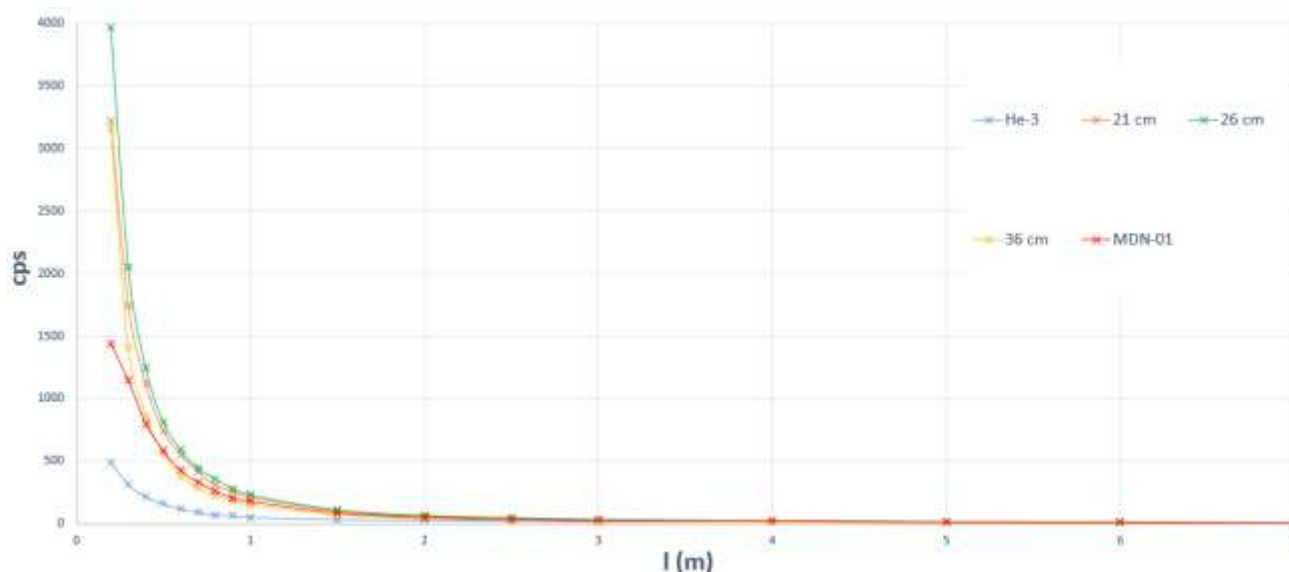
Dále u hodnot naměřených do vzdálenosti přibližně 1 m od zdroje byly hodnoty zaznamenané detektorem i po vyčkání na ustálení v čase znatelně rozdílné. Toto platí pro všechny použité detektory a je to způsobeno zejména vlastnostmi zdroje, které jsou popsány a vypočteny v kapitole 5.3 a možným vlivem prostředí. Z hodnot v tabulkách lze stanovit, že do vzdálenosti 3 m od zdroje je za použití sféry o průměru 36 cm dosahováno nejnižších hodnot, které jsou nižší než hodnoty naměřené samotným detektorem. To je způsobeno tím, že energie neutronů ve vzdálenosti přesahující 3 m nedosahují dostatečných velikostí, aby nebyly sférou absorbovány nebo odraženy dříve, než detektor tyto neutrony zaznamená. U sfér o průměru 21 cm a 26 cm si lze všimnout, že zaznamenané hodnoty v celé charakteristice jsou vyšší než hodnoty naměřené samotným detektorem. Můžeme tedy stanovit, že sféry o těchto průměrech zvyšují detekční schopnost detektoru pro použitý zdroj, který emituje neutrony o dané energii. Z naměřených hodnot lze vidět, že ve vzdálenosti 4 až 7 m je dosahováno u obou detektorů vyšších hodnot za využití sféry o průměru 21 cm. Jedná se o sféru o menším průměru,

tudíž dochází k optimálnější moderaci na tuto větší vzdálenost. Od 3 m je již z důvodu zvyšující se energie neutronů vhodnější sféra o průměru 26 cm.

V následujících grafech zobrazených v Obr. 29 a Obr. 30 jsou vyneseny naměřené charakteristiky. Z charakteristik je vidět, že nárůst zaznamenaných hodnoty cps od vzdálenosti 7 m do vzdálenosti zhruba 2,5 m je vzhledem k celkové charakteristice velice malý. Teprve ve vzdálenosti 2,5 m lze zaznamenat, že začíná docházet k nárůstu hodnot. Při přiblížení na 1 m ke zdroji je u každého dalšího kroku nárůst hodnot cps již velice výrazný. Ovšem lze si všimnout, že hodnoty naměřené v těchto vzdálenostech jsou znatelně vyšší u detektoru heliového. U detektoru heliového ve vzdálenosti 2,5 m byla zaznamenána nejvyšší hodnota 49,7 cps a u detektoru borového byla zaznamenána ve stejné vzdálenosti hodnota 24,2 cps a to když se oba detektory nacházely ve sféře o průměru 26 cm. Heliový detektor tedy zaznamenal přibližně dvojnásobek vstupů než detektor borový. Z výsledků dále plyne a jak je dříve v této práci naznačeno, tak kvůli vlastnostem zdroje, prostředí, sfér a měřícího rozsahu samotných detektorů by měření větších vzdáleností, které by přesahovaly 7 m nemělo značný význam.



Obr. 29 Naměřené závislosti detektoru BF_3 a MDN-01.



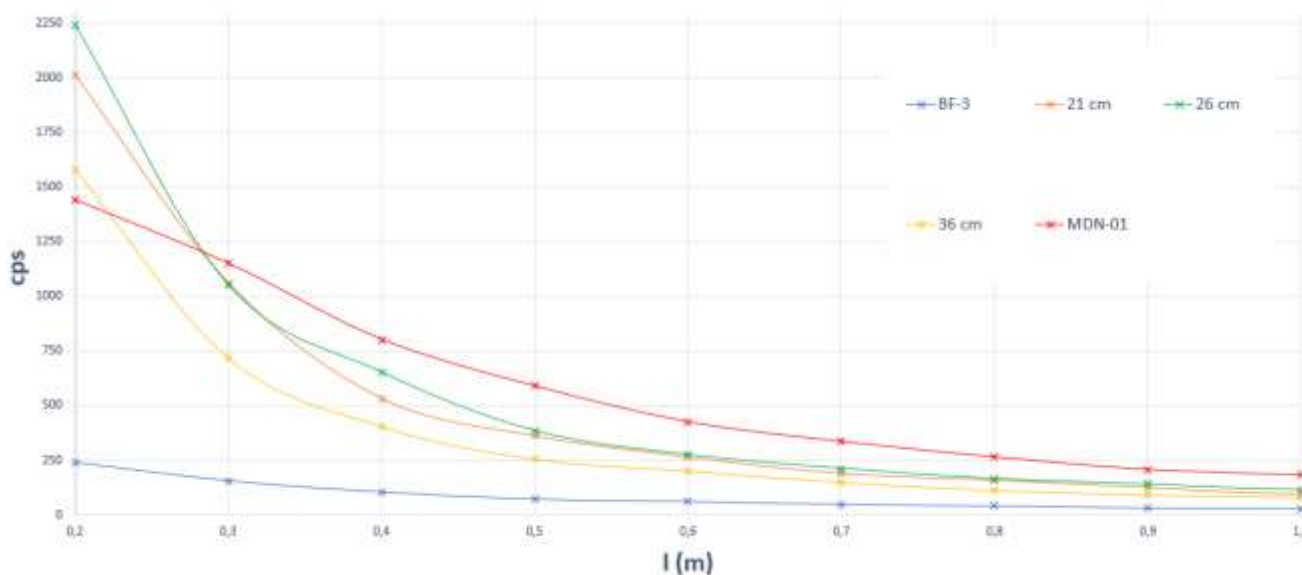
Obr. 30 Naměřené závislosti na detektoru He-3 a MDN-01.

Jak je již zmíněno, tak naměřené hodnoty se začínají výrazněji lišit až od bodu vzdálenosti 1 m. Z tohoto důvodu jsou v Obr. 31 a Obr. 32 znázorněny detailní pohledy na naměřené hodnoty těchto úseků. Z naměřených hodnot bylo určeno následující.

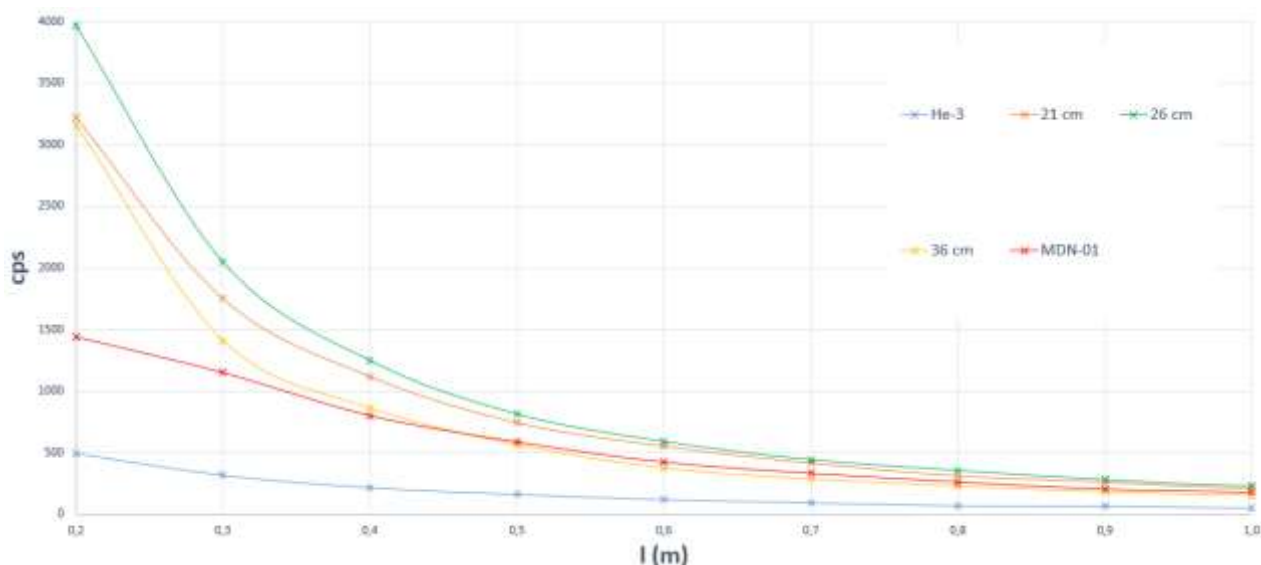
Borový detektor (BF₃) dle očekávání dosahoval v porovnání s detektorem heliovým nižších hodnot cps. U tohoto detektoru bylo dosaženo maximální hodnoty 2240 cps, která byla naměřena ve vzdálenosti 0,2 m od zdroje a detektor byl umístěn ve sféře 26 cm. Sféra o průměru 21 cm dosahuje při této vzdálenosti 2010 cps a sféra 36 cm dosahuje pouze 1580 cps. Detektor byl tedy schopen ve vzdálenosti 0,2 m zaznamenat o 2001 cps více při využití sféry o průměru 26 cm než při použití samotného detektoru. Z těchto výsledků lze stanovit, že 26 cm je tímto měřením stanovený neoptimálnější průměr pro moderační sféru detektoru BF₃ pro daný zdroj.

Heliový detektor (He-3) jak již bylo stanoveno, celkově dosahoval vyšších hodnot cps a při nejvyšší naměřené hodnotě, kterou bylo 3970 cps, při použití sféry 26 cm bylo oproti výsledku detektoru borového dosaženo zhruba 77 % zlepšení. U tohoto detektoru bylo dosaženo stejného závěru jako u detektoru borového a to, že neoptimálnější hodnotou průměru sféry je 26 cm. Za využití sféry o průměru 26 cm byl ve vzdálenosti 0,2 m detektor schopen zaznamenat o 3476 cps více.

Je důležité poznamenat, že optimální průměr stanovený tímto měřením je pouze přibližný. Toto měření je omezeno nízkým množstvím proměřených průměrů a další měření by bylo vyžadováno pro přesnější určení průměru, při kterém by Bonnerova sféra dosahovala co nejideálnějších moderačních schopností pro daný detektor a daný zdroj.



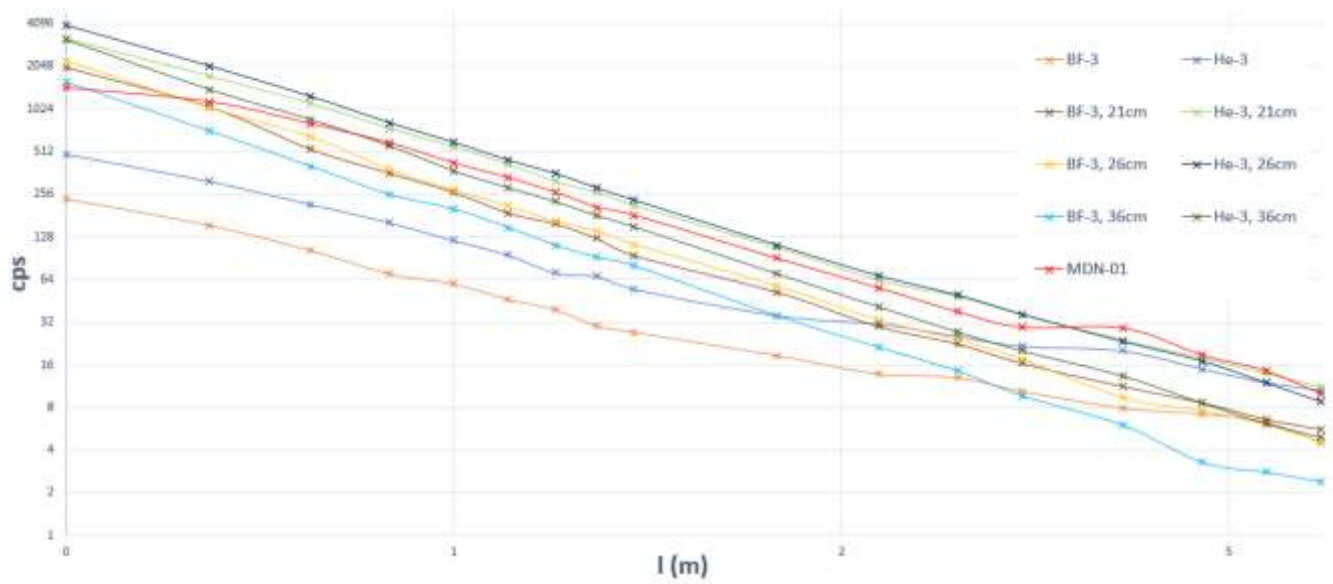
Obr. 31 Detailní zobrazení závislosti detektoru BF₃ od l m od zdroje.



Obr. 32 Detailní zobrazení závislosti detektoru He-3 od 1 m od zdroje.

Pro celkové porovnání všech naměřených charakteristik byly již zmíněné a podrobně vysvětlené průběhy vloženy do logaritmického grafu, který je znázorněn v Obr. 33. Lze tedy stanovit, že ze všech naměřených charakteristik dosahoval nejnižších hodnot cps, detektor BF₃, když se nacházel ve sféře o průměru 36 cm a byl ve vzdálenosti 3 m a více od zdroje neutronů. Nejnižší hodnoty cps v bezprostřední blízkosti od zdroje naměřil samotný detektor BF₃. Dále lze vidět, že všechny charakteristiky se snižující se vzdáleností vykazují více lineární průběh. Po zobrazení hodnot v logaritmickém grafu byl průběh naměřených hodnot očekáván lineární, ale z důvodu možných odrazů v prostředí měření a již poměrově velké vzdálenosti od zdroje neutronů mohlo docházet k nežádoucímu ovlivnění zaznamenaných hodnot. Celkově největší změřená hodnota byla 3970 cps a byla změřena na heliovém detektoru ve sféře o průměru 26 cm. Při porovnání s nejnižší naměřenou hodnotou v této vzdálenosti, kterou je 239 cps se jedná o rozdíl 3731 cps. Vzhledem ke všem zaznamenaným hodnotám v tomto měření může být stanoveno, že heliový detektor zasazený do sféry s průměr 26 cm dosahuje nejlepších výsledků a zároveň i největšího zlepšení detekční schopnosti, díky Bonnerově sféře o vhodném průměru. Na druhou stranu nejnižších výsledků ze všech sfér dosahovala sféra o průměru 36 cm s borovým detektorem. Tento výsledek je z hlediska již zmíněných faktů zcela dle očekávání.

Tato část je zaměřena na výsledky dosažené detektorem MDN-01, který je dále popsán v kapitole 5.2. Naměřené hodnoty na detektoru MDN-01 jsou uvedeny v Tab. 2 a Tab. 3. Detektor na celé charakteristice vynesene v Obr. 33, dle očekávání dosahoval vyšších hodnot cps než detektor borový. Vyšších hodnot dosahoval, i když byl borový detektor vložen do vytvořených sfér. Výjimku poté tvoří bod nejbližší ke zdroji, kdy detektor MDN-01 zaznamenal nejnižší hodnotu ze všech měření na sférách. Byla zaznamenána hodnota pouze 1440 cps. To je nejspíše způsobeno zvýšenou polohou detektoru vůči zdroji v jeho bezprostřední blízkosti. Jak je tomu zmíněno v kapitole 5.2 a viditelné na Obr. 26, tak detektor se oproti ostatním nachází ve zvýšené pozici. Může tedy dojít k ovlivnění výsledků z důvodu výrazné změny úhlu detektoru vůči zdroji, a tedy i zmenšení plochy přímo vystavené záření. Detektor MDN-01 do vzdálenosti 4 m od zdroje vykazuje nejvyšší naměřené hodnoty cps, ale od vzdálenosti 3 m a blíže již zaznamenává více detektor heliový ve sférách 21 a 26 cm. Z důvodu neznámé velikosti proporcionální trubice umístěné uvnitř sféry, nelze tento detektor detailněji porovnávat s ostatními výsledky a objektivně zařadit očekávané a naměřené hodnoty, vzhled k hodnotám ostatních detektorů umístěných v Bonnerových sférách.



Obr. 33 Logaritmické zobrazení všech naměřených závislostí.

7. ZÁVĚR

Bakalářská práce je zprvu zaměřena na definování samotného neutronu. Shrnuje teoretické poznatky o tom, jak byly neutrony objeveny, jaká využití existují, a i jejich možné následky. Je nastíněna nejen důležitost tohoto objevu, ale je i blíže pojednáno o tom, jak je tento objev implementován v některých nejmodernějších zařízeních a technikách. Zejména je kladen důraz na neutronové záření a využití jeho pronikavosti. Pozornost byla dále věnována neutronovým zdrojům a jejich členění a následně moderaci neutronů, protože tyto informace jsou důležité pro další pokračování v praktické části.

V hlavní rešeršní části práce je nejdříve představena problematika detekce neutronů a poté jsou představeny a detailně vysvětleny jednotlivé metody, jakými je možné neutrony detekovat. Zbytek rešeršní části práce je věnován velké kapitole, kterou jsou neutronové detektory. V této kapitole je kladen značný důraz na vysvětlení celého principu funkce jednotlivých typů detektorů a jejich případných podskupin. Ze všech pojednaných detektorů byla věnována zvýšená pozornost ionizačním detektorům s plynovou náplní a také Bonnerovým sférám, neboť informace o těchto typech detektorů jsou nejdůležitější pro další porozumění praktické části. Zásadním je pochopení moderačních schopností Bonnerových sfér a možností jejich praktického využití. Svým obsahem byly v teoretické části vysvětleny důležité informace, neboť popisuje principy, na kterých funguje detekce neutronů a detailně vysvětlují principy funkce používaných detektorů, a to včetně nejnovějšího trendu, kterým momentálně jsou bublinkové detektory.

Praktická část práce se dále skládá ze dvou částí. První částí je navrhnutí a následně realizování experimentální soustavy. Tato soustava se skládá z neutronového zdroje, kterým je $^{241}\text{Am-Be}$, tři neutronových detektorů a tří Bonnerových sfér o různých průměrech, vytvořených pro toto měření. Druhou částí je proměření všech dostupných variant detektorů a Bonnerových sfér a následného vyhodnocení naměřených hodnot.

Realizování experimentální soustavy zahrnovalo kompletní vytvoření tří sfér z parafínu o průměrech 21 cm, 26 cm a 36 cm. Důležitými body při vytváření sfér bylo nalezení vhodných forem a následného odlévání parafínu a odstranění forem po přechodu parafínu do pevného skupenství. Tyto sféry byly po sestavení kontrolovány na přítomnost dutin, a to dvěma způsoby. Jedním způsobem bylo provedení rentgenových snímků sfér a druhým bylo zavedení kontrolních vrtů, které byly následně zality parafínem. V této části se nachází i krátké pojednání o použitých detektorech s uvedenými parametry od výrobců, a stejně tak o neutronovém zdroji a přepočtu jeho vlastností, ke dni provedení měření.

Provedené měření zahrnovalo proměření všech kombinací detektorů a sfér a následně i detektorů samotných ve vzdálenosti od 0,2 až 7 m od zdroje neutronového záření. Použitý detektor MDN-01 je již umístěn v Bonnerově sféře o průměru 25 cm a tento detektor byl zapůjčen společností VF Nuclear a.s. Ze všech naměřených průběhů vyplývá, že sféra o průměru 26 cm nejvíce zvyšuje detekční schopnost použitých detektorů, kdy u detektoru heliového bylo dosaženo až osminásobného zlepšení a u detektoru borového devítinásobného navýšení zaznamenaných cps. O něco málo horších výsledků bylo dosaženo na sféře o průměru 21 cm a sféra o průměru 36 cm se prokázala jako nejhorší varianta z těchto tří sfér. Ale i přes to, detektory na této variantě dosahovali přibližně šestinásobného zlepšení, co se množství cps týká.

Pro budoucí zlepšení a rozšíření tohoto měření lze doporučit, aby bylo měření prováděno na kvalitnějším zdroji neutronů, ideálně na takovém, který poskytuje monoenergetický tok

neutronů a na zdrojích o jiných hodnotách energií neutronů. Dále, aby měření probíhalo ve vhodnějších prostorách, kde je značně nižší pravděpodobnost odrazu neutronů směrem do detektoru. Posledním důležitým doporučením je zvýšení množství dostupných sfér pro proměření, a tedy dosažení detailnějších výsledků a charakteristik.

Vytyčené cíle bakalářské práce je možné považovat za splněné, neboť byla vytvořena řešeršní část práce, poté bylo definováno samotné měření, kdy byl vysvětlen a podrobně popsán celý proces realizace měřicí soustavy a následné provedení stanoveného měření, které bylo poté vyhodnoceno a byly prodiskutovány všechny výsledky a možné poznatky.

POUŽITÁ LITERATURA

- [1] Neutron. In: Encyclopaedia Britannica [online]. Chicago, 20.7.1998 [cit. 2019-11-18]. Dostupné z: <https://www.britannica.com/science/neutron>
- [2] NAVE, Rod. HyperPhysics [online]. Department of Physics and Astronomy, Georgie State University, 2000, rev. 2009 [cit. 2017-10-29]. Dostupné z: <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/Particles/neutrandis.html>
- [3] ŠTOLL, Ivan. Dějiny fyziky. Praha: Prometheus, 2009. ISBN 978-80-7196-375-2.
- [4] Arnold, Lorna (1998). „A Modest Maker of Modern Physics“. Science. 282 (5388): 422. Bibcode:1998Sci...282..422A. doi:10.1126/science.282.5388.422. Archived from the original on 8 August 2014.
- [5] CHADWICK, J. Possible Existence of a Neutron. Nature [online]. 1932, 129(3252), 312-312 [cit. 2019-11-19]. DOI: 10.1038/129312a0. ISSN 0028-0836. Dostupné z: <http://www.nature.com/articles/129312a0>
- [6] REUSS, Paul. Neutron physics. Les Ulis: EDP Sciences, c2008. Nuclear engineering (EDP Sciences). ISBN 978-2-7598-0041-4.,
- [7] YEN, Teh Fu. Chemistry for engineers. London: Imperial College Press, c2008. ISBN 978-1860947759.
- [8] SAHA, Gopal B. Fundamentals of nuclear pharmacy. 6th ed. New York: Springer, c2010. ISBN isbn978-1-4419-5860-0.
- [9] Radiation, People and the Environment, International Atomic Energy Agency, Vienna, Austria, IAEA/PI/A 75/04-00391, Feb. 2004
- [10] YUE, A. T., M. S. DEWEY, D. M. GILLIAM, G. L. GREENE, A. B. LAPTEV, J. S. NICO, W. M. SNOW a F. E. WIETFELDT. Improved Determination of the Neutron Lifetime. Physical Review Letters [online]. 2013, 111(22) [cit. 2019-11-24]. DOI: 10.1103/PhysRevLett.111.222501. ISSN 0031-9007. Dostupné z: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.111.222501>
- [11] JANEČEK, M. Neutronová spektroskopie [online]. MFF UK Praha [cit. 2019-11-30]. Dostupné z: http://material.karlov.mff.cuni.cz/people/janeczek/studenti/Doktorandi_F13/NeutronSpectroscopy.ppt
- [12] The Roles Of Radiation, Neutrons, And N-Ray In Medicine. Phoenix [online]. 12.6.2019 [cit. 2019-11-30]. Dostupné z: <https://phoenixwi.com/nuclear-medicine/radiation-neutrons-n-ray-medicine>
- [13] Säteilyturvakeskus: KAINULAINEN Erja (toim.): Ydinenergian käytön turvallisuusvalvonta [online]. Helsinki, 2008 [cit. 2020-01-24]. ISSN 0356-0473.
- [14] EL GHISSASSI, Fatiha, Robert BAAN, Kurt STRAIF, et al. A review of human carcinogens—Part D: radiation. The Lancet Oncology [online]. 2009, 10(8), 751-752 [cit. 2019-11-24]. DOI: 10.1016/S1470-2045(09)70213-X. ISSN 14702045. Dostupné z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S147020450970213X>
- [15] V TEMELÍNĚ KONTROLUJÍ TLAKOVOU NÁDOBU REAKTORU. SKUPINA ČEZ [online]. 3. 4. 2020 [cit. 2020-04-09]. Dostupné z: <https://www.cez.cz/cs/pro-media/tiskove-zpravy/v-temeline-kontroluji-tlakovou-nadobu-reaktoru-81635>

-
- [16] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Integrity of Reactor Pressure Vessels in Nuclear Power Plants: Assessment of Irradiation Embrittlement Effects in Reactor Pressure Vessel Steels, Nuclear Energy Series No. NP-T-3.11, IAEA, Vienna (2009).
- [17] Neutron Sources. Nuclear Power [online]. 2020 [cit. 2020-05-07]. Dostupné z: <https://www.nuclear-power.net/nuclear-power/reactor-physics/atomic-nuclear-physics/fundamental-particles/neutron/neutron-sources/>
- [18] Research Reactor Database. International Atomic Energy Agency [online]. [cit. 2020-05-07]. Dostupné z: <https://nucleus.iaea.org/RRDB/Reports/Container.aspx?Id=A1>
- [19] MUSÍLEK, Ladislav. Dozimetrie neutronů. Praha: České vysoké učení technické, 1998. ISBN 80-01-01750-8.
- [20] AHMED, Syed Naeem. Physics and engineering of radiation detection. Amsterdam: Academic Press, 2007. ISBN 978-0-12-045581-2.
- [21] Neutron Cross-section. In: Nuclear Power [online]. 2014, 21.11. [cit. 2020-04-05]. Dostupné z: www.nuclear-power.net/neutron-cross-section/
- [22] JOYCE, Malcolm. Moderation. Nuclear Engineering [online]. Elsevier, 2018, 2018, s. 111-127 [cit. 2020-04-02]. DOI: 10.1016/B978-0-08-100962-8.00006-8. ISBN 9780081009628. Dostupné z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/B9780081009628000068>
- [23] Moderating Ratio – MR. In: Nuclear Power [online]. [cit. 2020-04-06]. Dostupné z: www.nuclear-power.net/glossary/moderating-ratio-mr/
- [24] KNOLL, Glenn F. Radiation detection and measurement. 3rd ed. New York: Wiley, c2000. ISBN 0-471-07338-5.
- [25] L'ANNUNZIATA, Michael F., ed. Handbook of radioactivity analysis. 3rd ed. Oxford: Elsevier, 2012. ISBN 978-0-12-384873-4.
- [26] TSOULFANIDIS, Nicholas a Sheldon LANDSBERGER. Measurement & detection of radiation. 4th edition. Boca Raton: CRC Press, Taylor & Francis Group, [2015]. ISBN 978-1482215496.
- [27] Overview of Neutron Activation Analysis. The Archaeometry Laboratory at MURR [online]. 2017, 2.6. [cit. 2020-05-31]. Dostupné z: https://archaeometry.missouri.edu/naa_overview.html
- [28] ROSINA, Jozef. Biofyzika: pro zdravotnické a biomedicínské obory. Praha: Grada, 2013. ISBN 978-80-247-4237-3.
- [29] Scintillation Detectors: The Model 802. Mirion Technologies [online]. Meriden CT, 06450 [cit. 2020-04-11]. Dostupné z: <https://www.mirion.com/products/802-scintillation-detectors>
- [30] FANTACCI, Maria Evelina. Methods and Instrumentation for Measuring Radioactivity. VOLTERRANI, Duccio, Paola Anna ERBA, Ignasi CARRIÓ, H. William STRAUSS a Giuliano MARIANI, ed. Nuclear Medicine Textbook [online]. Cham: Springer International Publishing, 2019, 2019-08-11, s. 117-135 [cit. 2019-12-29]. DOI: 10.1007/978-3-319-95564-3_5. ISBN 978-3-319-95563-6. Dostupné z: http://link.springer.com/10.1007/978-3-319-95564-3_5
- [31] The Theory and Practice of Scintillation Counting [online]. Elsevier, 1964 [cit. 2020-01-24]. DOI: 10.1016/C2013-0-01791-4. ISBN 9780080104720.
- [32] Germanium Detectors. Mirion Technologies [online]. Meriden CT, 06450 [cit. 2020-04-11]. Dostupné z: <https://www.mirion.com/products/germanium-detectors>
- [33] ELEKTRICKÉ DETEKTORY. Radiobiologie [online]. [cit. 2019-12-09]. Dostupné z: <http://fbmi.sirdik.org/1-kapitola/16/161.html>

-
- [34] Radiation Measurement by Reuter-Stokes. Reuter-Stokes [online]. [cit. 2020-04-12]. Dostupné z: <https://www.bakerhughesds.com/measurement-sensing/radiation-measurement/homeland-security-detectors>
- [35] ZHANG, Guiying, Bangfa NI, Li LI, et al. Study on bubble detectors used as personal neutron dosimeters. Applied Radiation and Isotopes [online]. 2011, 69(10), 1453-1458 [cit. 2020-01-02]. DOI: 10.1016/j.apradiso.2011.05.008. ISSN 09698043. Dostupné z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0969804311002934>
- [36] Bubble Technology Industries: Bubble Tech. Pulcir, INCORPORATED [online]. Knoxville, TN 37932 [cit. 2020-04-12]. Dostupné z: <https://pulcir.weebly.com/bubble-tech.html>
- [37] BRAMBLETT, Richard L., Ronald I. EWING a T.W. BONNER. A new type of neutron spectrometer. Nuclear Instruments and Methods [online]. 1960, 9(1), 1-12 [cit. 2020-03-08]. DOI: 10.1016/0029-554X(60)90043-4. ISSN 0029554X. Dostupné z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0029554X60900434>
- [38] THOMAS, D.J a A.V ALEVRA. Bonner sphere spectrometers—a critical review. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment [online]. 2002, 476(1-2), 12-20 [cit. 2020-03-24]. DOI: 10.1016/S0168-9002(01)01379-1. ISSN 01689002. Dostupné z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900201013791>
- [39] CHU, M.C., K.Y. FUNG, T. KWOK, et al. Development of a Bonner Sphere neutron spectrometer from a commercial neutron dosimeter. Journal of Instrumentation [online]. 2016, 11(11), P11005-P11005 [cit. 2020-04-12]. DOI: 10.1088/1748-0221/11/11/P11005. ISSN 1748-0221. Dostupné z: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/11/11/P11005>
- [40] Polystyrene. International Programme on Chemical Safety [online]. 2003 [cit. 2020-05-26]. Dostupné z: <http://www.inchem.org/documents/icsc/icsc/eics1043.htm>
- [41] RT82 data sheet. Rubitherm Technologies GmbH [online]. 2018, 6.8.2018 [cit. 2020-05-10]. Dostupné z: https://www.rubitherm.eu/media/products/datasheets/Techdata_-RT82_EN_06082018.PDF
- [42] Java-based Nuclear Data Information System: JANIS 4.0 [online]. Nuclear Energy Agency, 2019, 17.2. [cit. 2020-06-01]. Dostupné z: <http://www.oecd-neo.org/janis/>
- [43] Neutron Detectors, Neutron detector FHT 752 S / FHT 752 SH. Laurus Systems, Inc [online]. [cit. 2020-05-12]. Dostupné z: https://www.laurussystems.com/wp-content/uploads/LS_thermo_FH-40.pdf
- [44] Boron Trifluoride (BF₃) Neutron Detectors [online]. Paul Frame, Oak Ridge Associated Universities, 2011, 5.10. [cit. 2020-05-12]. Dostupné z: <https://www.orau.org/ptp/collection/proportional%20counters/bf3info.htm>
- [45] COUNTER-TUBES (GM-, P-, N-): He-3 Neutron Detectors. VACUTEC MORAVIA, spol. s r.o. [online]. [cit. 2020-05-12]. Dostupné z: <https://www.vacutec-gmbh.de/en/products/environment/counter-tubes-gm-p-n/neutron-detectors.html>
- [46] MDN-01: MONITOR PŘÍKONU DÁVKOVÉHO EKVIVALENTU NEUTRONŮ. VF, a.s. Czech Republic [online]. 2020, 1.8. [cit. 2020-05-12]. Dostupné z: <https://www.vfnuclear.com/cz/produkty/monitor-prikonu-davkoveho-ekvivalentu-neutronu-mdn-01>

-
- [47] Industrial Radiation Sources: Product Information. Stuart Hunt & Associates Ltd.: Eckert & Ziegler Isotope Products [online]. 24937 Avenue Tibbitts, 2008 [cit. 2020-05-10]. Dostupné z: https://www.ezag.com/fileadmin/ezag/user-uploads/pdf/isotope/5_industrial_sources.pdf
- [48] KOŠLER, Jan, Emil JELÍNEK a Magdalena PAČESOVÁ. Základy izotopové geologie a geochronologie: radiogenní izotopy. Praha: Karolinum, 1997.
- [49] Table of Radioactive Isotopes. The Lund/LBNL Nuclear Data Search [online]. 1999 [cit. 2020-05-10]. Dostupné z: <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/nuclide.asp?iZA=950241>